Prof. Ing. G. DILDA

RADIOTECNICA

VOLUME PRIMO

ELEMENTI PROPEDEUTICI

TERZA EDIZIONE

LIBRERIA EDITRICE UNIVERSITARIA
LEVROTTO & BELLA
TORINO

Prof. Ing. G. DILDA

ORDINARIO DI RADIOTECNICA NELL'ISTITUTO TECNICO INDUSTRIALE DI TORINO
INCARICATO DI RADIORICEVITORI PER IL CORSO DI PERFEZIONAMENTO IN COMUNICAZIONI ELETTRICHE NEL POLITECNICO DI TORINO

RADIOTECNICA

VOLUME PRIMO

ELEMENTI PROPEDEUTICI

TERZA EDIZIONE

LIBRERIA EDITRICE UNIVERSITARIA
LEVROTTO & BELLA
TORINO - VIA SAN FRANCESCO DA PAOLA 16 D

PROPRIETÀ LETTERARIA RISERVATA

STABILIMENTO TIPOGRAFICO LORENZO RATTERO — TORINO — VIA MESSINA, 18 — 1944.

PREFAZIONE

La presente terza edizione segue a oltre tre anni di tempo la precedente edizione che si era esaurita in circa un anno. Invano il nuovo Editore ed io ci siamo adoperati per evitare tale ritardo. Dopo aver superato notevoli difficoltà dovute alle contingenze belliche, il lavoro era già quasi ultimato, quando purtroppo la composizione tipografica dell'intero volume, già pronta per la stampa, è andata completamente distrutta durante un bombardamento nel novembre del 1942. Superato il periodo critico dei bombardamenti nell'inverno 1942-43 il lavoro è stato ripreso affidandolo ad un'altra tipografia. Nell'estate del 1943 si era riusciti a riportarci al punto già raggiunto nel novembre precedente e si era provveduto a stampare l'intera tiratura del primo terzo del volume. Tale parte stampata veniva completamente perduta a causa di un bombardamento dell'agosto 1943 nel quale veniva colpita la sede della Casa Editrice ove era depositata la tiratura suddetta.

Dopo i ritardi conseguenti a tali distruzioni e alla forzata interruzione del lavoro, il volume, finalmente completo, vede ora la luce in un momento triste e grave per la Patria. Nella ferma persuasione che solo la perseveranza nel lavoro a costo di ogni sacrificio e contro tutte le avversità, la serietà dei propositi, l'onestà e la sobrietà di tutti gli italiani, possono salvare questa nostra Italia avvilita e sfiduciata, spero che la mia lunga fatica, sebbene sproporzionata al risultato conseguito, possa rappresentare un, sia pur modesto, contributo in tal senso. Io debbo, a tale proposito esprimere i miei ringraziamenti all'Editore Levrotto e Bella che ha sempre affiancato con fiducia e buona volontà, i miei sforzi.

Tipograficamente il volume è stato molto curato sia per quel che riguarda la composizione sia per quel che riguarda l'esecuzione delle figure.

La materia contenuta nel presente volume è sostanzialmente la stessa ed ha anche svolgimento analogo, di quello contenuto nell'edizione precedente. Il testo è stato accuratamente riveduto migliorato e completato. Inoltre il capitolo VII, che tratta dei circuiti oscillatori accoppiati, è stato, nella sua

seconda parte, completamente rifatto ed il capitolo IX riguardante l'elettroacustica, è stato notevolmente aumentato. La traccia per lo svolgimento della seconda parte del capitolo VII mi è stata suggerita, per buona parte dall'ex allievo Tamburelli Giovanni al quale esprimo il mio ringraziamento e il mio vivo compiacimento. La fig. 161 è stata ricavata da una tavola compilata dal prof. A. Ferrari Toniolo.

I simboli usati tengono conto delle norme del Comitato Elettrotecnico Italiano e, per quanto possibile, di quelle interne che sono state stabilite presso l'Istituto Elettrotecnico Nazionale G. Ferraris (*v.* Alta Frequenza, *1940 - IX - p. 108*).

La revisione delle bozze è stata in parte eseguita dai periti G. Tamburelli e F. Brunetti che ringrazio vivamente.

L'AUTORE.

Torino, Febbraio 1944.

INDICE DELLA MATERIA

Prefazione . . . . . *Pag.* v

Indice della materia . . . . . » VII

Cap. I - Cenno sulle teorie atomiche ed elettroniche . . . . . » *1-22*

1. Corpi semplici o elementi . . . . . » 1
2. Alcune costanti numeriche . . . . . » 4
3. L'elettrone . . . . . » 4
4. Ioni . . . . . » 5
5. Ionizzazione nelle soluzioni . . . . . » 6
6. La valenza . . . . . » 7
7. Ionizzazione nei gas . . . . . » 7
8. La corrente elettrica . . . . . » 8
9. Corrente di conduzione . . . . . » 9
10. Corrente di spostamento . . . . . » 9
11. Corrente di convezione . . . . . » 12
12. Corrente elettrica nei gas e nel vuoto . . . . . » 13
13. Emissione elettronica . . . . . » 14
14. Emissione elettronica dovuta al campo elettrico . . . . » 15
15. Velocità degli elettroni . . . . . » 15
16. Emissione fotoelettrica. Teoria dei quanti . . . . . » 17
17. La cellula fotoelettrica . . . . . » 19
18. Emissione secondaria . . . . . » 20
19. Emissione termoelettrica . . . . . » 21
20. Raggi catodici. Raggi X . . . . . » 21

Cap. II - Tubi a due elettrodi . . . . . » *23-53*

A) Diodi a vuoto spinto e loro applicazioni . . . . . » *23-44*

21. Emissione termoelettronica . . . . . » 23
22. Il diodo . . . . . » 24
23. Valore massimo della corrente emessa dal filamento . . » 24
24. Vari tipi di catodi . . . . . » 26
25. Catodi a riscaldamento indiretto . . . . . » 28
26. Fenomeno della carica spaziale . . . . . » 29
27. Legge di Langmuir e Child . . . . . » 31
28. Curve caratteristiche . . . . . » 32

29. Resistenza differenziale interna . . . . . *Pag.* 34
30. Funzionamento del diodo impiegato come raddrizzatore . » 36
31. Rendimento del raddrizzatore . . . . . » 38
32. Schemi per l'utilizzazione dei diodi . . . . . » 40
33. Cenno sui circuiti di spianamento . . . . . » 42
34. Cenno sui partitori di tensione . . . . . » 43

B) Diodi a gas . . . . . » *45-53*
35. Considerazioni generali . . . . . » 45
36. Effetto del gas . . . . . » 45
37. Fenomeni di conduzione nei diodi a gas allorchè la placca è negativa . . . . . » 48
38. Tubi a gas poco o molto rarefatto . . . . . » 49
39. Catodi per tubi a gas . . . . . » 51
40. Impiego e rendimento dei diodi a gas . . . . . » 52

Cap. III - Tubi a tre elettrodi . . . . . » *55-89*
A) Studio del funzionamento del triodo . . . . . » *55-77*
41. Descrizione sommaria del triodo . . . . . » 55
42. Circuiti del triodo . . . . . » 56
43. Funzionamento del triodo . . . . . » 57
44. Campo elettrico fra gli elettrodi di un triodo cilindrico . » 58
45. Potenziale globale e coefficiente di amplificazione . . . » 59
46. Altro significato del coefficiente di amplificazione . . . » 61
47. Caratteristiche del triodo . . . . . » 62
48. Suddivisione della corrente fra griglia e placca . . . » 64
49. Effetto delle emissioni secondarie . . . . . » 65
50. Coefficienti caratteristici del triodo . . . . . » 68
51. Deduzione dei coefficienti caratteristici dalle caratteristiche . » 69
52. Potenziale di interdizione . . . . . » 70
53. La parte piana della superficie caratteristica anodica . . » 72
54. Importanza dei coefficienti . . . . . » 73
55. Influenza del grado di vuoto . . . . . » 74
56. Capacità interelettrodiche . . . . . » 75
57. Alcuni modelli di triodi . . . . . » 75

B) Dimensionamento del triodo . . . . . » *78-83*
58. Dipendenza del coefficiente di amplificazione dalle dimensioni degli elettrodi . . . . . » 78
59. Pendenza delle caratteristiche mutue . . . . . » 80
60. Altro effetto delle dimensioni della griglia . . . . . » 80
61. Potenza dissipata in un triodo . . . . . » 81

C) Principio di funzionamento del triodo nei circuiti . . . . » *84-89*
62. Circuito d'impiego del triodo . . . . . » 84
63. Condizioni di funzionamento . . . . . » 85
64. Cenno sui circuiti di classe A con carico ohmico . . . » 87

Cap. IV - Tubi a più di tre elettrodi . . . . . » *91-122*
A) Generalità . . . . . » *91-95*
65. Vari tipi di poliodi . . . . . » 91
66. Teoria elettrostatica dei tubi a più griglie . . . . » 92

B) Tetrodo a griglia di campo (§ 67) . . . . . » *96-98*

C) Tetrodo a griglia schermo . . . . . Pag. *99-104*
68. Generalità . . . . . » 99
69. Funzionamento del tetrodo a griglia schermo . . . . » 100
70. Emissioni secondarie . . . . . » 102
71. Caratteristiche . . . . . » 103

D) Pentodo . . . . . » *105-115*
72. Azione della griglia di soppressione . . . . . » 105
73. Diversi modelli di pentodi . . . . . » 106
74. Tubi a fascio elettronico . . . . . » 112

E) Connessioni di più tubi in parallelo . . . . . » *116-119*
75. Determinazione dei coefficienti . . . . . » 116
76. Tubi a pendenza (coefficiente di amplificazione) variabile . » 117

F) Confronto fra triodi, tetrodi a griglia schermo e pentodi (§ 77) . » *120-122*

Cap. V - Grandezze caratteristiche dei circuiti elettrici . . . . » *123-161*
A) Resistenza . . . . . » *123-135*
78. Definizione della resistenza elettrica . . . . . » 123
79. Limitazione dell'equivalenza fra le varie definizioni . . » 124
80. Distribuzione della corrente nella sezione di un conduttore percorso da corrente alternata. Effetto di pelle . . . . » 126
81. Aumento di resistenza dovuto all'effetto pellicolare . . » 128
82. Effetto di vicinanza ed effetto di spirale . . . . . » 130
83. Altre cause di aumento della resistenza . . . . . » 131
84. Conduttori in cui l'effetto di pelle è più ridotto . . . » 132
85. Resistori comunemente impiegati nei radioricevitori . . » 133

B) Induttanza . . . . . » *136-146*
86. Induttanza di un circuito . . . . . » 136
87. Bobine di autoinduzione . . . . . » 139
88. Mutua induzione fra due circuiti . . . . . » 142
89. Bobine in serie. Variometri . . . . . » 144
90. Capacità distribuita delle bobine . . . . . » 145

C) Capacità . . . . . » *147-155*
91. Capacità fra due conduttori . . . . . » 147
92. Condensatori . . . . . » 148
93. Condensatori variabili . . . . . » 150
94. Vari tipi di condensatori fissi . . . . . » 151

D) Principio della dualità . . . . . » *156-161*
95. Dualità fisica fra fenomeni magnetici e fenomeni dielettrici . » 156
96. Perdita di energia . . . . . » 157

Cap. VI - Circuito oscillatorio . . . . . » *163-200*
A) Generalità . . . . . » *163-170*
97. Caratteristiche di una propagazione per onde . . . . » 163
98. Il circuito oscillatorio . . . . . » 164
99. Funzionamento del circuito oscillatorio. Oscillazioni libere ed oscillazioni forzate od impresse . . . . . » 166
100. Paragone di un circuito oscillatorio con un oscillatore meccanico . . . . . » 168
101. Impiego del circuito oscillatorio . . . . . » 170

B) Oscillazioni libere in un circuito oscillatorio . . . . . *Pag. 171-186*
102. Circuito oscillatorio perfetto . . . . . » 171
103. Lunghezza d'onda di un circuito oscillatorio . . . . » 173
104. Circuito oscillatorio reale . . . . . » 174
105. Studio semplificato di un circuito oscillatorio con resistenza » 175
106. Valori dei successivi massimi di una oscillazione smorzata . » 179
107. Decremento logaritmico . . . . . » 179
108. Resistenza critica di un circuito oscillatorio. Circuito aperiodico » 181
109. Applicazione. Calcolo del numero di periodi dopo il quale l'ampiezza di una oscillazione smorzata si è ridotta ad $1/m$. » 185
110. Applicazione. Calcolo del valore efficace d'una corrente smorzata a treni d'onda . . . . . » 185

C) Oscillazioni forzate in un circuito oscillatorio . . . . . » *187-200*
111. Alimentazione in serie e in parallelo del circuito oscillatorio » 187
112. Fenomeno della risonanza . . . . . » 189
113. Curva di risonanza . . . . . » 191
114. Coefficiente di risonanza . . . . . » 194
115. Condizione di equivalenza fra resistenza virtuale in serie e in parallelo . . . . . » 195
116. Calcolo del coefficiente di risonanza ricorrendo alla curva di risonanza . . . . . » 196

Cap. VII - Circuiti oscillatori accoppiati . . . . . » *201-241*
A) Oscillazioni libere smorzate nei circuiti accoppiati. Fenomeno delle due onde o dei battimenti . . . . . » *201-212*
117. Paragone meccanico con le oscillazioni libere di due pendoli accoppiati . . . . . » 201
118. Impostazione analitica del problema . . . . . » 203
119. Studio delle oscillazioni nell'ipotesi ideale di due circuiti privi di perdite, ciascuno singolarmente accordato sulla stessa pulsazione . . . . . » 204
120. Fenomeno dei battimenti . . . . . » 208
121. Caso reale. Circuiti con resistenza . . . . . » 210
122. Eccitazione per impulso . . . . . » 211

B) Oscillazioni libere mantenute persistenti. Fenomeno dei salti di frequenza e dello stiramento d'onda . . . . . » *213-216*
123. Presenza di una sola pulsazione nei due circuiti . . . » 213
124. Fenomeno dei salti d'onda . . . . . » 213
125. Fenomeno dello stiramento d'onda . . . . . » 215

C) Oscillazioni forzate. Fenomeno delle due frequenze di risonanza . » *217-238*
126. Effetto della mutua induzione . . . . . » 217
127. Circuiti oscillatori accoppiati . . . . . » 221
128. Condizioni di massimo nel secondario . . . . . » 222
129. Accoppiamento critico . . . . . » 224
130. Curva di risonanza . . . . . » 225
131. Valori delle pulsazioni in corrispondenza delle condizioni di massimo . . . . . » 226
132. Valori caratteristici della corrente primaria e secondaria. Potenza trasferita. Rendimento . . . . . » 228
133. Curve di risonanza e superfici caratteristiche . . . . » 230
134. Filtri di banda . . . . . » 234

D) Vari sistemi di accoppiamento fra due circuiti oscillatori . . Pag. *239-241*
135. Due circuiti oscillatori possono essere fra loro accoppiati in vario modo . . . . . » 239

Cap. VIII - Circuiti a costanti distribuite . . . . . » *243-257*
136. Parametri di una linea elettrica . . . . . » 243
137. Diagramma vettoriale di una linea . . . . . » 244
138. Linea ad impedenza costante. Impedenza caratteristica . » 246
139. Condizione di Heaviside. Valore della impedenza caratteristica » 246
140. Velocità di propagazione della corrente in una linea . . » 249
141. Valore della velocità di propagazione della corrente in una linea perfetta . . . . . » 250
142. Linea perfetta chiusa in cortocircuito all'estremità. Onde stazionarie . . . . . » 251
143. Linea reale. Fili di Lecher . . . . . » 254
144. Paragone meccanico. Onde progressive e stazionarie in una corda tesa . . . . . » 255
145. Linea aperta all'estremità. Antenne . . . . . » 255
146. Linea chiusa sulla sua impedenza caratteristica . . . » 256
147. Linea chiusa su una impedenza qualsiasi . . . . » 257

Cap. IX - Elettroacustica . . . . . » *259-316*
A) Principi di acustica . . . . . » *259-272*
148. Suoni e loro caratteristiche . . . . . » 259
149. Sensazioni sonore. Leggi fisiologiche . . . . . » 261
150. Unità logaritmiche (Decibel, Phon) . . . . . » 263
151. Riproduzione dei suoni. Distorsioni . . . . . » 269

B) Trasduttori elettroacustici . . . . . » *273-316*
152. Trasformazione dell'energia acustica in elettrica e viceversa. Riproduzioni posticipate . . . . . » 273
153. Generalità sui trasduttori elettroacustici . . . . . » 274
154. Trasformatori di adattamento (traslatori) . . . . » 275
155. Proprietà piezoelettriche . . . . . » 278
156. Microfoni a carbone . . . . . » 281
157. Microfoni a nastro . . . . . » 286
158. Microfoni a bobina mobile . . . . . » 287
159. Microfoni a condensatore . . . . . » 289
160. Microfoni piezoelettrici . . . . . » 290
161. Caratteristiche direttive dei microfoni. Microfoni a pressione e a gradiente di pressione . . . . . » 292
162. Altoparlanti elettrodinamici . . . . . » 297
163. Altoparlanti elettromagnetici . . . . . » 304
164. Schemi acustici e direttività degli altoparlanti . . . » 306
165. Fonorilevatori . . . . . » 310
166. Dinamica di una riproduzione sonora. Rumori di fondo . » 313

Indice alfabetico . . . . . » 317

CAPITOLO I

CENNO SULLE TEORIE ATOMICHE ED ELETTRONICHE

1. - I corpi semplici o elementi.

I *corpi semplici* o *elementi* cioè quei corpi che non possono venir divisi, con i processi della chimica o della fisica classica in due o più altri di essi, sono 92 [1].

Dalla combinazione chimica di due o più corpi semplici nascono i *corpi composti* che sono in numero praticamente infinito.

La più piccola parte di un corpo semplice o composto che possa venir isolata, e che del corpo stesso mantenga integre tutte le proprietà, viene chiamata *molecola*.

Nei processi chimici entrano a far parte, di ciascun elemento, particelle che sono una frazione semplice della molecola dell'elemento considerato. La più piccola di queste particelle chiamasi *atomo* di quell'elemento.

Esistono quindi 92 atomi diversi.

L'atomo venne ritenuto assolutamente indivisibile fin verso il 1900 ma, con questa teoria, non era possibile spiegare molti fenomeni fra i quali, importantissimi, quelli relativi all'elettrolisi. Le teorie moderne sono concordi nell'ammettere che l'atomo è un sistema complesso, costituito da un *nucleo centrale* formato da particelle chiamate *protoni*, che esercita una forza coulombiana su alcuni corpuscoli chiamati *elettroni*. Questi ruotano con grandissima velocità intorno ad esso mantenendosi su determinate orbite circolari od ellittiche.

Un atomo è quindi, secondo queste teorie, simile ad un minuscolo sistema solare di cui il nucleo fa le veci del sole, gli elettroni quelle dei pianeti.

---

[1] Recentemente si è potuto ottenere artificialmente, con un processo di sintesi, un nuovo elemento di numero atomico 93.

Gli elettroni sono carichi di *elettricità negativa*; i protoni di *elettricità positiva*.

Tutti gli elettroni possiedono la stessa carica elettrica. Così pure tutti i protoni, e la carica degli elettroni è in valore assoluto uguale a quella dei protoni.

Tutti gli elettroni hanno la medesima massa; così pure tutti i protoni, ma la massa di un protone è circa 1845 *volte più grande della massa di un elettrone.*

Perciò *tutti gli elettroni vengono considerati uguali fra loro, e tutti i protoni uguali fra loro.*

Gli elettroni ruotanti sono trattenuti sulle loro orbite per effetto delle forze di attrazione che si manifestano fra essi e il nucleo.

Ogni atomo differisce da un altro per il diverso numero di elettroni orbitanti di cui esso è composto. Mentre l'atomo di idrogeno ha un solo elettrone che ruota sulla sua orbita attorno al nucleo, l'atomo dell'uranio, che è il più complesso, ha 92 elettroni che ruotano lungo orbite diverse.

Il numero di questi elettroni si chiama anche *numero atomico*. Da esso dipendono le proprietà dell'elemento stesso. Queste si ripetono con periodicità.

La classificazione degli elementi secondo il numero atomico, e secondo le proprietà che periodicamente si ripetono, conduce alla tabella di Mendeleieff.

Comunemente la carica del nucleo è uguale alla carica degli elettroni che ruotano attorno ad esso, quindi la totale carica elettrica dell'atomo è nulla. In questa condizione, che è la più comune, ma che può anche non essere verificata, l'atomo si dice *neutro*.

La carica positiva complessiva del nucleo può essere dovuta alla differenza fra le cariche positive da esso possedute e le cariche negative di alcuni elettroni strettamente avvinti al nucleo, del quale fanno parte.

Atomi che hanno un egual numero di elettroni orbitanti, ma diverso numero di elettroni avvinti al nucleo, e quindi anche diverso numero di protoni (quest'ultimo essendo uguale alla somma degli elettroni orbitanti e di quelli avvinti) hanno proprietà chimiche molto affini. Essi si chiamano *isotopi*.

Questo conferma che soprattutto dal numero di elettroni orbitanti dipendono le proprietà dei corpi. Gli isotopi hanno tuttavia *pesi atomici* [2] assai diversi perchè il peso atomico dipende soprattutto dal numero di protoni; invero il protone ha una massa molto più grande dell'elettrone.

---

[2] Il *peso atomico* è il peso relativo dell'atomo, riferito all'atomo di idrogeno che viene preso come unità — o meglio all'atomo di ossigeno posto eguale a 16 unità.

L'isotopia spiega il fatto che i pesi atomici non sono espressi da numeri interi, ogni corpo potendo essere un miscuglio di più isotopi difficilmente separabili a causa della stretta affinità delle loro proprietà chimiche e fisiche.

La figura 1 rappresenta la costituzione elettrica degli atomi dei primi 12 elementi in ordine di numero atomico. I loro pesi atomici dovrebbero essere 1 , 4 , 7 , 9 , 11 , 12 , ecc. In realtà essi sono invece 1,008 , 4 , 6,94 , 9,02 , 10,82 , 12 , ecc. con divergenze invero assai ridotte, che vengono spiegate appunto con la teoria degli isotopi.

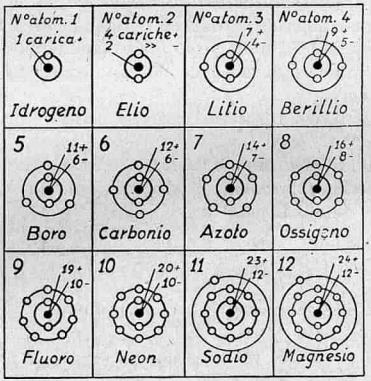


FIG. 1.
Distribuzione delle cariche elettriche negli atomi dei primi dodici elementi semplici.

L'idrogeno e l'elio hanno un solo strato di elettroni satelliti ed essi, da soli, sono disposti nella prima riga della tabella di Mendeleieff. La condizione di maggiore stabilità per questo primo strato è che gli elettroni siano due.

Dal litio fino al neon gli strati sono due e questi elementi sono disposti nella seconda riga della tabella di Mendeleieff. Sul secondo strato la condizione di maggiore stabilità si ha quando gli elettroni sono otto.

Dall'elemento di numero atomico 11 (sodio), a quello di numero 18 (argon) gli strati sono tre, e così via. Le cose si complicano negli strati successivi, che per gli elementi da 87 a 92 sono in totale 7. È infine da osservare che hanno proprietà molto simili fra loro gli elementi come l'elio e il neon giacchè hanno gli strati completi (3), il litio e il sodio perchè hanno

(3) Ciò spiega perchè questi elementi non abbiano alcuna capacità di combinarsi.

l'ultimo strato con un solo elettrone, il berillio e il magnesio, ecc. Così è giustificato il ripetersi con periodicità delle proprietà degli elementi. Questi elementi con proprietà affini sono disposti nella stessa colonna della tabella di Mendeleieff.

2. - Alcune costanti numeriche.

Le molecole d'idrogeno hanno un diametro di circa $2{,}8 \cdot 10^{-8}$ cm.

Il peso di una molecola si ottiene dividendo un numero di grammi uguale al *peso molecolare* [4] del corpo (grammomolecola) per il *numero di Avogadro* che è il numero di molecole che sono contenute in una grammomolecola di un corpo.

Il numero di Avogadro è costante per tutti i corpi ed è uguale a $6{,}1 \cdot 10^{23}$.

Nel caso dell'idrogeno il peso molecolare è 2 perchè esso è biatomico. Una grammomolecola (2 *grammi*) di idrogeno, contiene $6{,}1 \cdot 10^{23}$ molecole. Una molecola ha quindi il peso di:

$$\frac{2}{6{,}1 \cdot 10^{23}} = 3{,}3 \cdot 10^{-24} \text{ g} .$$

Un atomo di idrogeno avrà il peso di grammi:

$$\frac{3{,}3}{2} 10^{-24} = 1{,}66 \cdot 10^{-24} \text{ g} .$$

Il diametro dell'atomo dell'idrogeno è di $1{,}6 \cdot 10^{-8}$ cm.

3. - L'elettrone.

La massa m_0 di un elettrone è $\frac{1}{1845}$ della massa dell'atomo di idrogeno, cioè:

$$m_0 = \frac{1{,}66}{1845} 10^{-24} = 9 \cdot 10^{-28} \text{ g} .$$

Il peso di un corpo è quindi quasi interamente dovuto ai nuclei.

La carica dell'elettrone può essere ricavata p. es. dalle leggi che re-

[4] Il *peso molecolare* è la somma dei pesi atomici degli atomi che compongono la molecola.

golano i fenomeni elettrolitici (leggi di Faraday), ma è anche stata direttamente misurata con grande approssimazione da Millikan con un procedimento geniale e suggestivo. Il suo valore che si indica con e risulta: $e = 1{,}59 \cdot 10^{-19}$ *coulomb*.

Il *diametro* dell'elettrone è di $3{,}6 \cdot 10^{-13}$ cm, mentre il protone, pur avendo come s'è detto una massa 1845 volte più grande dell'elettrone, avrebbe dimensioni molto più piccole e addirittura trascurabili rispetto anche a quelle dell'elettrone (5).

Infine ha molta importanza il rapporto (*carica specifica*):

$$\frac{e}{m_0} = 1{,}77 \cdot 10^8 \frac{\text{coulomb}}{\text{grammi}}.$$

4. - Ioni.

Non sempre l'atomo è neutro; esso può perdere od acquistare, sulle orbite più lontane dal nucleo, uno od alcuni elettroni.

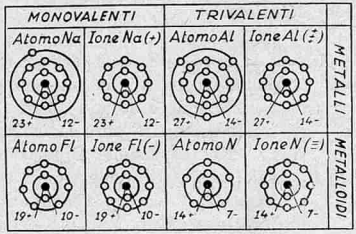


FIG. 2.
Il carattere dell'atomo e la sua attitudine a diventare ione positivo oppure negativo dipende dalla distribuzione delle cariche sullo strato più esterno.

Un atomo *carico di elettricità positiva* per mancanza di uno o più elettroni dicesi *ione positivo*; un atomo *carico di elettricità negativa* per eccesso di elettroni dicesi *ione negativo*.

La carica di un ione è uguale o multipla di $1{,}59 \cdot 10^{-19}$ *coulomb*, che è la carica di un elettrone.

(5) Il *protone*, secondo teorie molto recenti, sarebbe ulteriormente suddivisibile in un « neutrone » che sarebbe privo di qualsiasi carica elettrica e possiederebbe quasi la totalità della massa gravitazionale, e un « positone » simile all'elettrone ma carico di elettricità positiva.

La perdita di elettroni, cioè la formazione di ioni positivi, si ha specialmente da parte di quegli atomi che hanno nel loro strato esterno da 1 a 3 elettroni. Questi elementi sono disposti nelle prime tre colonne della tabella di Mendeleieff e si chiamano *metalli*. Gli atomi che sul loro strato più esterno possiedono invece da 5 a 7 elettroni possono catturarne alcuni in modo da completare lo strato esterno (8 elettroni); si ha così la formazione di ioni negativi. Questi elementi si chiamano *metalloidi*. Quanto è stato detto viene chiarito dall'esame della fig. 2. Gli atomi che hanno il loro strato esterno completo possono perdere uno o più elettroni per azione di una forza estranea (vedi oltre la ionizzazione dei gas) con formazione di ioni positivi. Infine gli atomi che possiedono sul loro strato esterno 4 elettroni possono comportarsi sia da metalli sia da metalloidi. Così si comprende come nella tabella di Mendeleieff procedendo da sinistra verso destra il passaggio dalle proprietà di metallo a quelle di metalloide sia graduale.

5. - Ionizzazione nelle soluzioni.

Nelle soluzioni gli ioni si trovano in stato d'equilibrio. Si trovano invece in condizioni di instabilità in generale in tutti gli altri casi in cui la ionizzazione è dovuta ad una causa, cessata la quale scompare pure la ionizzazione.

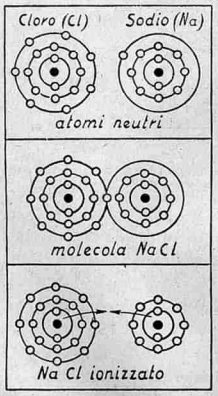


FIG. 3.
Formazione della molecola e dissociazione ionica.

Nella soluzione di un acido, una base o un sale, una parte delle molecole si scinde in ioni. Ciascuna molecola si scinde in generale in due ioni, uno positivo e uno negativo.

Ciascun ione può avere una, due o più cariche elettriche. Così per es. il cloruro di sodio si scinde in ioni come segue (cfr. fig. 3):

$$Na\,Cl \rightleftarrows Na^{+} + Cl^{-},$$

mentre invece:

$$Cu\,SO_4 \rightleftarrows Cu^{++} + SO_4^{--}.$$

La doppia freccia sta ad indicare che la trasformazione è invertibile. In una soluzione in equilibrio si avrà che in un tempo qualunque è uguale il numero delle molecole che si dis-

sociano al numero degli ioni positivi che si uniscono ad altrettanti ioni negativi per formare molecole neutre.

Il rapporto fra le molecole dissociate e quelle poste in soluzione, in dizioni di equilibrio, dicesi *grado di ionizzazione*. Esso per una stessa sostanza dipende da varie cause, principale fra esse, la concentrazione della soluzione.

Il grado di dissociazione è più grande nelle soluzioni diluite.

La dissociazione ionica è generalmente molto più importante nei composti inorganici che nei composti organici. Spesso per questi ultimi è trascurabile.

6. - La valenza.

Quel legame fra due ioni di segno contrario, che si chiama *valenza*, si può ritenere essere di origine elettrica. Esso è semplice se gli ioni possiedono una sola carica, doppio se ne possiedono due, ecc.

Così in generale l'atomo di un elemento dicesi *monovalente*, se esso ha attitudine a perdere (metallo) o ad acquistare (metalloide) un solo elettrone. Dicesi *bivalente* se ne perde o ne acquista due, ecc. Ciò, come ormai è noto, dipende dal numero di elettroni contenuti nell'ultimo strato.

Un atomo bivalente si può legare, per formare la molecola di un corpo composto, o con due atomi monovalenti o con un altro bivalente. Un atomo trivalente con tre monovalenti, o con un altro trivalente, due trivalenti con tre bivalenti, ecc.

Si può dire quindi che per formare una molecola occorre che il *numero delle valenze positive sia uguale a quello delle valenze negative.*

L'atomo di un corpo semplice può avere più d'una valenza, ma in generale una di esse è più comune e stabile. Questa è quella che corrisponde ad annullare oppure a completare l'ultimo strato.

Così per es. il carbonio è bivalente nel composto CO, tetravalente in CO_2, ed in generale in tutti i composti organici. Quest'ultima è la valenza caratteristica del carbonio ed infatti CO_2 è più stabile di CO.

7. - Ionizzazione nei gas.

Nei gas la ionizzazione non è spontanea; essa deve essere prodotta da una causa esterna.

Le cause che possono produrre la ionizzazione in un gas sono diverse. La più interessante dal nostro punto di vista è la seguente: un elettrone

sufficientemente veloce che con violenza colpisca un atomo può riuscire a rompere il legame con cui uno o più elettroni, i più esterni e meno vincolati, sono uniti all'atomo stesso che resta quindi *ionizzato per urto*.

Affinchè la ionizzazione possa avvenire, è necessario che l'urto sia sufficientemente violento, cioè che l'elettrone che lo produce abbia una velocità sufficiente. La velocità minima per cui si ha la ionizzazione dipende anche dall'atomo che deve essere ionizzato; dipende poi dalla pressione e dalla temperatura che regna nell'ambiente ove la ionizzazione si produce.

La ionizzazione è in generale accompagnata da *fenomeni di luminescenza*. Il colore e la luminosità del fenomeno dipendono da molte cause; fra esse hanno notevole importanza la natura del gas che si ionizza, la sua pressione, la sua temperatura, ecc.

Un'altra causa di ionizzazione può essere un campo elettrico troppo intenso. Un esempio comunissimo di ionizzazione per insufficiente rigidità dielettrica del gas si ha nelle *insegne luminose al neon* che si accendono di un bel color rosso. *L'arco voltaico*, *l'effetto corona* sulle linee ad altissima tensione, sono altri fenomeni della stessa natura. Anche i raggi violetti ed ultravioletti, i raggi X, le radiazioni radioattive, hanno potere ionizzante. Però tutte queste altre cause di ionizzazione nella loro essenza non sono diverse da quella sopra considerata.

8. - La corrente elettrica.

La corrente elettrica è il moto ordinato di cariche elettriche. Essa si manifesta ai nostri sensi con una serie di effetti, quali il riscaldamento, le azioni elettrodinamiche, elettromagnetiche, elettrolitiche, ecc.

Le cariche che si spostano possono essere ioni positivi o negativi, oppure elettroni. Nel primo caso la corrente elettrica è accompagnata da trasporto di materia, nel secondo non si ha trasporto di materia perchè, a parte la esiguità della massa gravitazionale dell'elettrone, ciascuno di essi, liberatosi dal rispettivo atomo, verrà poi sostituito da un altro elettrone, non potendo un atomo continuare a perdere elettroni. Ciò non costituisce, statisticamente, trasporto di materia. Bisogna infatti tener presente che *la corrente elettrica si ha solamente in circuito chiuso*.

Ai tempi di Alessandro Volta, allorchè una gran parte di quanto sopra esposto non era ancora noto, venne spontaneo di scegliere come direzione della corrente, la direzione del campo, cioè la direzione secondo cui si sposta una carica positiva (per es. un ione positivo) libera di muoversi. Ancor oggi come direzione della corrente si sceglie quella sopradetta, cosicchè si dirà che la corrente va da punti a potenziale più elevato a punti

a potenziale più basso, ma spesso le cariche si spostano in direzione contraria perchè sono negative; è il caso più comune. Esse seguono le linee di forza a ritroso.

Gli effetti di cariche elettriche positive che si spostano nel senso delle linee di forza sono in tutto equivalenti a quelli prodotti da altrettante cariche negative che si muovono in direzione contraria. Inoltre gli effetti di cariche di segno opposto che si muovono in direzione contraria sono la somma degli effetti che ciascuna corrente produrrebbe per suo conto.

Si hanno vari tipi di corrente elettrica:

9. - Corrente di conduzione.

I corpi ove è possibile avere una corrente di conduzione si chiamano *conduttori*. Tali sono in generale tutti i metalli.

Il meccanismo della conduzione si può ritenere essere il seguente: la costituzione atomica dei corpi conduttori è tale che con grande facilità uno o più elettroni si possono liberare dal rispettivo atomo. Questi elettroni sotto l'azione delle forze del campo elettrico, cioè allorchè fra due punti del conduttore è applicata una d. d. p., si mettono in moto dando origine alla corrente elettrica. In questo senso si deve intendere che nei conduttori vi sono elettroni liberi, non nel senso letterale, nel qual caso il corpo non sarebbe più neutro ma caricato negativamente.

Nel loro cammino gli elettroni si urtano fra loro ed urtano gli atomi del conduttore, riscaldandolo. L'energia corrispondente è fornita dalle forze del campo che, per mettere in moto ordinato gli elettroni, devono vincere la *resistenza* che i conduttori oppongono al passaggio della corrente.

Nel conduttore l'elettrone perduto da un atomo verrà presto sostituito da un altro e così via, in modo che il numero degli elettroni contenuto in ogni tratto del conduttore è sempre lo stesso e tale da mantenerlo elettricamente neutro, proprio come avviene in una tubazione completamente riempita da una corrente d'acqua, in cui in ogni istante la quantità d'acqua contenuta in ogni tratto della tubazione è costante, ed una molecola che abbandona un determinato punto viene immediatamente sostituita da un'altra.

10. - Corrente di spostamento.

I corpi non conduttori si chiamano *isolanti*.

L'atomo di essi ha i suoi elettroni tutti ad esso legati in modo che difficilmente essi lo possono abbandonare. Ciò avviene quando lo strato esterno

contiene più di quattro elettroni. Sotto l'azione del campo però, gli elettroni dell'atomo subiscono uno *spostamento elastico* dalla loro posizione di equilibrio dinamico, cioè la loro orbita viene deformata elasticamente. Cessata la causa deformatrice anche lo spostamento cessa, ed esso è proporzionale alla prima.

I corpi non conduttori si chiamano anche *dielettrici*.

Quando un condensatore viene caricato occorre spendere una certa energia che viene acquistata dal condensatore e da questo posseduta allo stato potenziale. Se fra le armature del condensatore vi è il vuoto, l'energia necessaria per la carica ha un certo valore dipendente dalle azioni reciproche delle cariche accumulate sulle armature e quindi dalle dimensioni e dalla distanza di queste. Se invece fra le armature interponiamo un dielettrico, l'energia totale necessaria per la carica aumenta. Si può ritenere che la sede di tale aumento d'energia sia il dielettrico interposto fra le armature, i cui elettroni hanno subìto, nel senso sopra detto, uno spostamento a cui reagiscono con una forza elastica. E come una molla è capace di immagazzinare il lavoro che le forze esterne compiono per deformarla, così il dielettrico immagazzina l'energia necessaria a deformarlo elettricamente, energia che esso restituisce, assieme a quella posseduta dalle armature (condensatore nel vuoto), allorchè gli è permesso di ritornare allo stato normale (scarica del condensatore).

Un condensatore interposto in un circuito chiuso cui sia applicata una f. e. m. costante arresta il flusso degli elettroni allorchè esso si è caricato ad un potenziale uguale e contrario a quello che è applicato al circuito. In tale condizione la reazione elastica che il dielettrico oppone ad un ulteriore spostamento è tale da equilibrare la *forza elettromotrice*, la quale non è più capace di portare nuove cariche alle armature. Allorchè il condensatore è caricato, nella armatura negativa gli elettroni sono in eccesso, in quella positiva sono in difetto. Esso presenta, in tale caso, una impedenza infinita.

Se in un conduttore chiuso è applicata una f. e. m. alternativa, gli elettroni liberi percorrono il conduttore in un senso per la durata di un semiperiodo, mentre nel semiperiodo successivo, essi ritornano indietro percorrendo il conduttore in direzione opposta. Supponendo ora che nel conduttore sia interposto un condensatore, esso, caricandosi, si oppone, al moto degli elettroni. Essendo però la f. e. m. continuamente variabile gli elettroni saranno ancora in moto e nei conduttori vi sarà ancora corrente (= moto di elettroni).

Facciamo il paragone con un modello idraulico, di cui lo schema è riprodotto in fig. 4, assieme allo schema elettrico. In esso, al posto della f. e. m. alternativa v, la pompa P può esercitare sull'acqua, di

cui è riempito tutto il sistema e che sostituisce il flusso elettronico, una pressione alternativa. Il condensatore elettrico è sostituito da quello idraulico C formato da un recipiente diviso in due camere da un setto elastico s che fa le veci del dielettrico d.

In seguito all'azione della pressione alternativa esercitata dalla pompa, l'acqua passa alternativamente da una camera all'altra del condensatore, e nelle tubazioni si ha una corrente alternativa. Il fenomeno è analogo nel

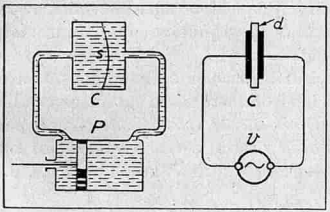


FIG. 4.
Paragone di un circuito elettrico, comprendente un condensatore, con un modello idraulico...

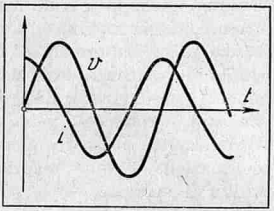


FIG. 5.
... ed andamento della corrente a confronto con la tensione applicata supposta sinusoidale.

circuito elettrico e, allorchè si dice che un condensatore si lascia attraversare dalla corrente alternativa, si deve intendere che esso non impedisce, ma solo altera, il passaggio di questa *nei conduttori ad esso connessi*. L'ostacolo che il condensatore oppone è dovuto alla reazione « elettroelastica » del suo dielettrico, analoga alla reazione elastica presentata dal setto nel modello idraulico considerato. Quanto più breve è il periodo tanto minore è questo ostacolo o *reattanza* opposta dal condensatore perchè, a parità di altre condizioni, nel più breve intervallo di tempo ovviamente si raccoglie nelle armature solo una minore quantità di elettricità, pertanto la reazione elettroelastica è minore. Per la stessa ragione la reattanza offerta è inversamente proporzionale alla capacità (a parità di carica, a capacità maggiore corrisponde deformazione minore del dielettrico o del setto). La capacità del condensatore nel primo caso è proporzionale alla superficie utile totale delle armature, ossia del dielettrico in cui avviene lo spostamento, inversamente proporzionale allo spessore del dielettrico, perchè al diminuire dello spessore cresce l'intensità del campo e quindi lo spostamento.

Analogamente si ha nel secondo caso: la capacità del condensatore idraulico può essere misurata dal rapporto fra la quantità d'acqua che in

una delle camere è raccolta *oltre il normale*, e la differenza di pressione che ha apportato tale quantità d'acqua. Essa è evidentemente proporzionale alla superficie del setto e inversamente al suo spessore. La costante dielettrica trova il suo analogo nel reciproco del modulo di elasticità del materiale di cui è formato il setto.

Da quanto sopra risulta chiaramente che la corrente che attraversa un condensatore è in anticipo di un quarto di periodo sulla f. e. m. Infatti quando la d. d. p. all'estremità del condensatore ha raggiunto il valore massimo, anche la f. e. m. ha raggiunto il suo valore massimo, mentre la corrente ha già raggiunto il valore zero. Se le grandezze sono sinusoidali possono essere rappresentate come in fig. 5.

Lo spostamento degli elettroni nel dielettrico può essere considerato come la continuazione della corrente nei conduttori che fanno capo alle armature, e come tale viene chiamato *corrente di spostamento*. Come per i corpi elastici, così per i dielettrici vi è un ritardo o *isteresi dielettrica* fra deformazione e causa deformatrice. Questo ritardo è accompagnato da perdite di energia.

11. - Corrente di convezione.

La corrente di convezione si ha nelle soluzioni.

Gli ioni che si trovano in esse, sotto l'azione di un campo elettrico, che può essere prodotto immergendo nella soluzione due elettrodi fra cui sia applicata una d. d. p., si spostano, i positivi o *cationi* verso l'elettrodo negativo (*catodo*), i negativi od *anioni* verso l'elettrodo positivo (*anodo*).

Gli ioni giunti sugli elettrodi perdono la loro carica. Un catione acquisterà gli elettroni di cui è privo, sottraendoli al catodo e facendo ivi posto a nuovi elettroni che, arrivando dai conduttori, generano in questi la corrente di conduzione. All'elettrodo positivo invece, arrivano gli anioni che possiedono uno o più elettroni in eccesso. Ivi li perdono e questi, mossi dalla f. e. m. applicata al circuito, continuano il loro cammino.

Sugli elettrodi gli ioni diventano, perdendo le loro cariche, atomi, ciascuno dei quali, unendosi oppure no ad un altro di essi in maniera da formare una molecola, ed eventualmente combinandosi col materiale di cui è formato l'elettrodo, o col solvente, si libera sotto forma di corpo semplice o composto ben definito e in generale diverso e più semplice del corpo sciolto in soluzione.

Se il corpo liberato è gassoso di solito esso abbandona l'elettrodo, se invece è solido comunemente resta depositato in maniera piuttosto uni-

forme sulla superficie dell'elettrodo (*deposito elettrolitico*). È questo il fenomeno dell'*elettrolisi* le cui leggi, dovute a Faraday, sono le seguenti:

1ª legge: *il peso di un corpo separato per elettrolisi è proporzionale alla quantità di elettricità che attraversa la soluzione*;

2ª legge: *i pesi delle diverse sostanze separate da una medesima quantità di elettricità, stanno fra loro come i loro equivalenti chimici* (6).

12. - Corrente elettrica nei gas e nel vuoto.

In un gas si può avere una corrente:

1) allorchè esso è ionizzato, se il campo, creato in seno ad esso da due elettrodi fra i quali esista d. d. p., orienta il moto degli ioni;

2) allorchè da uno o da ambedue gli elettrodi possono sfuggire degli elettroni. Solo in questo secondo modo si può stabilire una corrente anche nel vuoto perfetto.

Nei gas rarefatti la corrente ionica è accompagnata da trasporto di materia. Però gli ioni, non essendo atomicamente diversi dal gas, come avviene invece nelle soluzioni in cui ciascuna molecola della sostanza disciolta si scinde in due ioni diversi, allorchè arrivano sull'elettrodo dal quale vengono attirati, perdono la loro carica e rigenerano il gas.

Con i mezzi di cui disponiamo, il vuoto più spinto che si può attuare è dell'ordine di 10^{-3} mm di Hg, cioè circa 10^{-9} atmosfere. Poichè in un cm^3 alla pressione normale di 760 mm di Hg vi sono $27 \cdot 10^{18}$ molecole (7), nel vuoto più spinto esistono ancora circa $3 \cdot 10^{10}$ molecole. In un cm^3 di gas nel quale vi sia stato praticato il massimo grado di vuoto che noi siamo capaci di fare, vi sono cioè un numero di molecole pari a circa 13 *volte l'intera popolazione della terra* ($2{,}1 \cdot 10^9$).

Tuttavia allorchè il grado di vuoto è quello sopradetto in esso la corrente ionica è di entità in generale trascurabile, ed il vuoto inteso come sopra non può essere attraversato che da una corrente quasi totalmente elettronica. Ciò avviene perchè il *cammino medio libero degli elettroni*, cioè la media delle distanze che gli elettroni possono compiere senza collisioni, è, in tali condizioni, generalmente assai maggiore della distanza degli elettrodi.

---

(6) Ricordiamo che l'*equivalente chimico* di un elemento è dato dal quoziente fra il suo peso atomico e la valenza.

(7) Il volume di una grammomolecola di un qualuque gas a 760 mm di Hg, e 0° centigradi è di 22413 cm^3, essa contiene $6{,}1 \cdot 10^{23}$ molecole (numero di Avogadro) quindi in un cm^3 vi sono:

$$\frac{6{,}1}{2{,}24} \cdot \frac{10^{23}}{10^4} = 27 \cdot 10^{18} \text{ molecole.}$$

13. - Emissione elettronica.

Gli elettroni, liberi di muoversi nel metallo, non lo possono però abbandonare, senza vincere una forza analoga alla *tensione superficiale* dei liquidi, e senza spendere quindi un certo lavoro che varia da metallo a metallo. Si ritiene che ciò sia da attribuire alle condizioni di dissimmetria cui vengono a trovarsi gli elettroni nelle immediate vicinanze della superficie giacchè ivi l'elettrone non è più uniformemente circondato da atomi. Perciò gli elettroni che hanno tendenza ad uscire si trovano sottoposti a forze asimmetriche le quali tendono a trattenerli vicinissimi alla superficie. Si stabilisce così un equilibrio costituito da un doppio strato elettrico, di spessore comparabile alle dimensioni atomiche, con carica negativa esterna e carica positiva sulla superficie metallica. Questo doppio strato conferisce al metallo un *potenziale intrinseco* cioè un eccesso di potenziale rispetto al mezzo ambiente; esso verrà indicato con V_0. Questo potenziale si chiama anche *affinità elettronica*. Nella tabella che segue si riportano i valori in volt del potenziale intrinseco per alcuni metalli:

TABELLA I.

tungsteno	$V_0 = 4{,}52$	volt	zinco	$V_0 = 3{,}3$	volt
molibdeno	$= 4{,}42$	»	alluminio	$= 3{,}0$	»
platino	$= 4{,}40$	»	magnesio	$= 2{,}7$	»
carbone	$= 4{,}1$	»	sodio	$= 2{,}35$	»
argento	$= 4{,}1$	»	potassio	$= 2{,}24$	»
tantalio	$= 4{,}07$	»	rubidio	$= 2{,}14$	»
rame	$= 4{,}0$	»	Pt. ricop. di BaO	$= 2{,}00$	»
ferro	$= 3{,}7$	»	cesio	$= 1{,}93$	»
torio	$= 3{,}40$	»	litio	$= 1{,}85$	»

La forza che estrae gli elettroni deve perciò vincere l'azione del potenziale intrinseco e può essere di origine esterna ed elettrica, cioè dovuta ad un campo elettrico di segno opportuno. Oppure gli elettroni possono uscire dal loro metallo allorchè essi hanno una componente normale della velocità, maggiore di un certo valore minimo, dipendente dal metallo stesso. In condizioni normali d'ambiente *l'agitazione* degli elettroni non è tale da vincere la forza che li avvince al loro metallo. Le cause che portano ad un aumento di quest'agitazione, fino ad ottenere una emissione elettronica, sono principalmente tre:

1) l'illuminazione, specialmente con radiazioni di elevata frequenza (violette, ultraviolette, raggi X, ecc.);

2) il bombardamento da parte di elettroni sufficientemente veloci;
3) il riscaldamento.

La prima di esse è utilizzata nelle cellule fotoelettriche, la seconda e la terza nei *tubi elettronici*.

14. - Emissione elettronica dovuta al campo elettrico.

Supponiamo di avere un tubo di vetro nel quale siano stati introdotti due elettrodi ed ove sia stato praticato il massimo grado di vuoto (fig. 6). Fra i due elettrodi, posti alla distanza d, vi è una d. d. p. V.

Sull'elettrodo connesso al polo negativo si affacciano gli elettroni; iascuno di essi viene attirato dall'elettrodo positivo, ove gli elettroni sono en difetto, con una forza:

$$F = E \cdot e ,$$

dove e è la carica dell'elettrone ed E è l'intensità del campo elettrico. Ritenendo che quest'ultimo sia uniforme, si ha:

$$E = \frac{V}{d} .$$

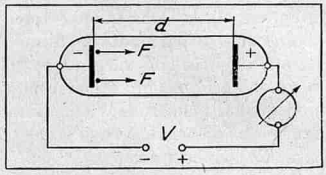


FIG. 6.
Estrazione degli elettroni dovuta ad un intenso campo elettrico.

Se F è maggiore della forza di coesione determinata dal potenziale intrinseco, l'elettrone verrà strappato e, seguendo a ritroso una linea di forza, raggiungerà l'elettrodo positivo, stabilendo fra i due elettrodi un filetto di corrente.

Le forze del campo, per trasportare da un elettrodo all'altro un elettrone, hanno compiuto complessivamente il *lavoro* $V_0 e$. Il resto cioè $(V - V_0) e$ è speso per accelerare l'elettrone che raggiunge l'anodo con la velocità u; ivi estingue la sua energia cinetica riscaldando tale elettrodo.

15. - Velocità degli elettroni.

Una volta liberatosi dal metallo, l'elettrone si muove sotto l'azione delle forze del campo percorrendo a ritroso una linea di forza. Desideriamo ora conoscere quale sarà la velocità u dell'elettrone in un punto che si trovi ad una d. d. p. V rispetto al punto di partenza dell'elettrone, supponendo che quest'ultimo possegga inizialmente velocità nulla.

Basterà applicare il principio della conservazione dell'energia:

$$Ve = \frac{1}{2} m_0 u^2$$

da cui:

$$u = \sqrt{2 \frac{e}{m_0} V} . \qquad [1]$$

Se si vuole esprimere V in volt ed ottenere la velocità in m/s si ha [8]:

$$u = 5{,}93 \cdot 10^5 \sqrt{V} \qquad \text{(m/s, volt)} . \qquad [1']$$

Spesso, impropriamente, si esprime la velocità degli elettroni in volt. Allorchè si dice che un elettrone ha la velocità p. es. di 50 volt si deve intendere che esso ha quella velocità che assumerebbe dopo aver percorso liberamente e partendo da fermo, un tratto di linea di forza fra le cui estremità vi sia la d. d. p. di 50 volt.

Le considerazioni sopra esposte sono naturalmente indipendenti dal modo come l'elettrone viene estratto dal metallo. Nel caso trattato nel numero precedente avremo che gli elettroni arriveranno sull'elettrodo positivo con la velocità:

$$u = 5{,}93 \cdot 10^5 \sqrt{V - V_0} \qquad \text{(m/s, volt)} \ [9] .$$

---

[8] $\frac{e}{m_0} = 1{,}77 \cdot 10^8$ coulomb/g $= 17{,}7 \cdot 10^{10}$ coulomb/kg .

[9] Si noti che secondo la espressione [1] gli elettroni hanno velocità grandissime. Per un potenziale intorno ai 250.000 volt, valore che può essere raggiunto e anche superato, gli elettroni avrebbero all'incirca la velocità della luce cioè 300.000 km/s $= 3 \cdot 10^8$ m/s e la loro velocità sarebbe ancora più grande allorchè il potenziale applicato fra gli elettrodi del tubo fosse maggiore di quello indicato. Ciò è in contrasto con la *teoria della relatività* elaborata da Einstein che assegna alle velocità che possono assumere i corpi materiali un valore limite non superabile in nessun caso. Tale velocità limite è la velocità della luce. Sempre secondo la teoria della relatività la massa di un corpo non è una costante bensì una funzione della sua velocità u secondo la legge:

$$m_u = m_0 \frac{1}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} \qquad [2]$$

ove: m_u = massa alla velocità u , m_0 = massa in riposo e c = velocità della luce.

Naturalmente poichè, l'elettrone eccettuato, nessun corpo può comunemente assumere velocità confrontabili con quella della luce, l'aumento della massa dovuta alla velocità del corpo è assolutamente trascurabile cosicchè si può ritenere $m_u = m_0 = \text{cost}$. Ciò non è più vero per gli elettroni. Perciò nella [1] occorre sostituire al posto di m_0 il valore m_u dato dalla [2]. Con ciò ne risulta, in accordo con la teoria della relatività, che neppure l'elettrone può mai raggiungere la velocità c . Per $u = 0{,}9\, c$ si ha: $m_u = 2{,}3\, m_0$ e per imprimere all'elettrone una tale velocità occorrono intorno a 500.000 volt.

16. - Emissione fotoelettrica. Teoria dei quanti.

L'emissione fotoelettrica si manifesta allorquando un metallo viene colpito da una radiazione che può essere p. es. luminosa od ultravioletta. Si distinguono due tipi di emissione foto-elettrica: 1) *l'emissione foto-elettrica normale*; 2) *l'emissione fotoelettrica selettiva.*

L'emissione fotoelettrica normale si presenta, in misura più o meno grande, per tutti i metalli e cresce d'intensità al crescere della frequenza f cioè al diminuire della lunghezza d'onda ([10]).

L'emissione fotoelettrica selettiva si manifesta invece soprattutto per i metalli alcalini ed alcalino-terrosi, specialmente se opportunamente trattati; inoltre questa emissione risulta massima in corrispondenza ad una certa frequenza, scostandosi dalla quale l'emissione diminuisce rapidamente, come è indicato in fig. 7, ove la curva contrassegnata con S rappresenta, per l'appunto, l'emissione selettiva mentre la curva contrassegnata con N rappresenta l'emissione normale. Sulle ordinate è riportata la scala della corrente di emissione complessiva i_e.

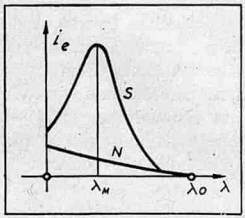


FIG. 7.
Diagramma dell'emissione fotoelettrica. N: emissione normale; S: emissione selettiva.

La lunghezza d'onda λ_M ove si ha la massima emissione, per i metalli che maggiormente manifestano il fenomeno dell'emissione selettiva, cade fra il giallo e l'ultravioletto a seconda del metallo. Inoltre l'emissione selettiva è nulla se il raggio incidente è normale alla superficie del metallo e cresce al crescere dell'angolo d'incidenza (angolo che la normale alla superficie forma con il raggio) cioè si ottiene una grande emissione selettiva unicamente allorquando l'illuminazione è radente. Oltre un certo limite però, al crescere dell'angolo d'incidenza, aumenta l'energia luminosa riflessa e quindi non utile e perciò l'emissione torna a diminuire.

Sia l'emissione selettiva sia quella normale obbediscono alle due seguenti leggi molto importanti:

1) l'emissione fotoelettrica è proporzionale all'illuminazione;

([10]) Com'è noto e come si vedrà più oltre, le grandezze: λ = lunghezza d'onda, f = frequenza e c = velocità di propagazione dell'onda sono legate dalla relazione:

$$\lambda = \frac{c}{f}.$$

2) nessuna emissione si può ottenere, comunque cresca l'intensità di illuminazione, allorquando la lunghezza d'onda è maggiore di un valore limite, chiamato *soglia fotoelettrica* e indicato in fig. 7 con λ_0, dipendente dal metallo emettente.

Queste due leggi e specialmente la seconda, non venivano soddisfacentemente spiegate dalla teoria elettromagnetica della luce. In particolare, in base alla teoria elettromagnetica, era giustificato pensare che una emissione elettronica si potesse ottenere con qualunque lunghezza d'onda della radiazione incidente a condizione di compensare con una maggiore intensità della radiazione la minore energia corrispondente alle onde più lunghe. La presenza della soglia fotoelettrica, sperimentalmente accertata in maniera sicura, fece sorgere la *teoria dei quanti* che, sebbene presenti tuttora alcuni punti oscuri, spiega bene i fenomeni sopra enunciati senza essere in contrasto con la teoria elettromagnetica, anzi riuscendo un complemento di essa.

Secondo questa teoria l'*energia elettromagnetica* (cioè quella posseduta dalla luce e da tutte le altre radiazioni elettromagnetiche) è *discontinua* cioè è formata da granuli chiamati *quanti*, ciascuno dei quali possiede una quantità estremamente piccola, ma finita, di energia. L'energia di un quanto non è uguale per tutte le radiazioni ma è funzione lineare della frequenza cioè è maggiore per le onde più corte. L'energia W_q di un quanto di una radiazione di frequenza f è data allora da:

$$W_q = h \cdot f \qquad [3]$$

dove h = costante di Planck, ha il valore:

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-34} \text{ joule} \cdot \text{s}.$$

Così l'energia d'un quanto per alcune radiazioni ha i seguenti valori

TABELLA II.

onde herziane, $f =$	10^6 Hz ($\lambda = 300$ m),	$W_q = 6{,}55 \cdot 10^{-28}$ joule,
onde luminose, $f = 5 \cdot 10^{14}$ Hz (giallo),		$W_q = 3 \cdot 10^{-19}$ joule,
raggi X duri, $f = 3 \cdot 10^{20}$ Hz		$W_q = 2 \cdot 10^{-13}$ joule.

I quanti corrispondenti alle onde luminose vengono chiamati anche *fotoni*.

In base a questa teoria se un quanto di frequenza f cade sulla superficie di un metallo potrà produrre l'estrazione di un elettrone solo nella ipotesi che la sua energia $h f$, sia maggiore del lavoro di estrazione $V_0 e$. L'eccesso d'energia si trasforma in energia cinetica e l'elettrone viene

emesso con la velocità u. Si potrà perciò scrivere l'equazione:

$$h f = V_0 e + \frac{1}{2} m_0 u^2 . \qquad [4]$$

Ciò spiega perfettamente la presenza di una soglia fotoelettrica. Allorquando $h f < V_0 e$ nessuna emissione è più possibile qualunque sia il numero dei quanti che arrivano alla superficie del metallo. Inoltre la soglia si ha per frequenze minori, cioè lunghezze d'onda maggiori, per i metalli per i quali il potenziale intrinseco V_0 è più basso. Tuttavia anche per i metalli con potenziale intrinseco molto basso (dell'ordine di 2 volt) la lunghezza d'onda della soglia λ_0 è sempre piuttosto piccola e difficilmente raggiunge il valore corrispondente alla luce rossa ([11]).

Se poi l'energia di un quanto è alcune volte più grande del lavoro di estrazione di un elettrone (cioè f è grande) il quanto potrà produrre l'emissione di più elettroni. La differenza fra l'energia del quanto e il lavoro di estrazione compiuto viene comunicata, sotto forma di energia cinetica, variamente distribuita, ai diversi elettroni estratti.

17. - La cellula fotoelettrica.

Il fenomeno fotoelettrico e in particolar modo quello selettivo, viene sfruttato nelle *cellule fotoelettriche* le quali si compongono di un bulbo di vetro nel quale viene praticato il vuoto. Sulla sua superficie interna, preventivamente argentata, viene deposto, con procedimenti speciali, uno strato di potassio o di sodio (metalli alcalini a debole potenziale intrinseco e rilevante effetto selettivo) opportunamente preparati.

Il deposito non è liscio ma granulare per evitare che la luce incida normalmente. La superficie del bulbo non è interamente coperta ma in essa è praticata una finestra attraverso alla quale può entrare la luce e

---

([11]) Si ha facilmente che: $f_0 = V_0 \frac{e}{h}$ (f_0 = frequenza della soglia);

$\lambda_0 = \frac{c}{f_0} = \frac{ch}{e} \cdot \frac{1}{V_0}$ (c = velocità della luce = 3.10^8 m/s); perciò:

$\lambda_0 = \frac{12{,}35}{V_0} \cdot 10^{-7}$ metri $= \frac{1{,}235}{V_0}$ micro-metri (μm). Introducendo nella formula i valori di V_0 dati al § 13 si ottiene: *sodio* $\lambda_0 = 0{,}53$ μm; *potassio* $\lambda_0 = 0{,}55$ μm; *rubidio* $\lambda_0 = 0{,}58$ μm; *cesio* $\lambda_0 = 0{,}64$ μm.

produrre così l'emissione elettronica. Gli elettroni emessi vengono raccolti da un elettrodo (anodo) per lo più a forma di anello (v. fig. 8) polarizzato positivamente rispetto allo strato emettente (catodo) mediante una batteria inserita nel circuito.

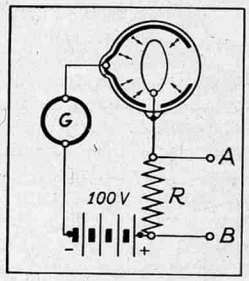


FIG. 8.
Cellula fotoelettrica inserita nel suo circuito di utilizzazione.

La corrente che si stabilisce nel circuito viene indicata dal galvanometro G e risulta proporzionale al flusso luminoso che penetra dalla finestra e colpisce il catodo. Essa è sempre molto debole, dell'ordine dei μA. Allorquando l'intensità di illuminazione varia la corrente risulta pure variabile con lo stesso ritmo. Quest'ultima determina quindi all'estremità della *resistenza di carico* R una caduta di tensione $v = R\,i$ variabile con la stessa legge dell'illuminazione. La v può essere raccolta ai morsetti AB ed amplificata nel modo che si vedrà più oltre. La cellula fotoelettrica offre quindi il mezzo di trasformare variazioni d'intensità luminosa in variazioni simili di potenziale elettrico.

18. - Emissione secondaria.

Allorchè un elettrodo metallico è violentemente colpito da un elettrone, l'elettrodo diventa sede di una emissione, che viene chiamata *emissione secondaria*, così come allorquando si lancia con violenza un sasso su un mucchio di ghiaia da questo possono uscire altri sassi che escono però in generale con piccola velocità.

Per mettere in evidenza questa emissione secondaria è necessario che i rispettivi elettroni non ricadano sull'elettrodo che li ha emessi. L'ampolla deve contenere quindi almeno tre elettrodi: uno come sorgente degli elettroni primari, un secondo, a potenziale elevato rispetto al primo, ove possa cadere, con grande velocità, almeno una parte degli elettroni primari in modo che esso possa divenire sorgente dell'emissione secondaria; infine un terzo elettrodo, a potenziale ancora più elevato, potrà raccogliere gli elettroni secondari emessi dal secondo elettrodo oltre che i propri e parte degli elettroni primari.

Anche qui si comprende che per ottenere una qualunque emissione secondaria è necessario che l'elettrone primario abbia un'energia cinetica maggiore di quella corrispondente al lavoro di estrazione. Si avrà anche

qui una soglia dell'emissione secondaria dipendente, come per la soglia fotoelettrica, dal potenziale intrinseco dell'elettrodo colpito e dalla velocità dell'elettrone, invece che dalla frequenza della radiazione. In questo caso però la velocità degli elettroni è normalmente superiore a quella della soglia giacchè è sufficiente che il potenziale acceleratore degli elettroni primari sia maggiore del potenziale intrinseco.

Infine se l'energia cinetica dell'elettrone primario è molte volte più grande del lavoro di estrazione ciascun elettrone primario può provocare l'emissione di più elettroni secondari e talora addirittura una specie di corrosione del metallo colpito dovuta all'espulsione di intere molecole. Tale corrosione si manifesta solo con tensioni acceleratrici molto elevate dell'ordine dei 10 ÷ 20 mila volt.

19. - Emissione termoelettrica.

È quella che ha per noi la maggiore importanza. Studieremo le leggi che la governano e qualche sua applicazione nel capitolo successivo.

20. - Raggi catodici - Raggi X.

Il moto degli elettroni nello spazio vuoto o nel gas molto rarefatto costituisce i *raggi catodici*. Questi sono accompagnati, oltre che dal riscaldamento dell'anodo, da altri importanti fenomeni quali: 1) la *luminescenza* in alcune zone del loro percorso dovuta alla ionizzazione dei gas ancora rimasti nell'ampolla. Questo fenomeno è infatti meno evidente o quasi del tutto scomparso allorchè il grado di vuoto sia molto spinto. 2) la *fluorescenza* verde del vetro da essi colpito, evidente in maniera particolare se sul vetro vi è depositata una sostanza opportuna che serva da schermo. La sostanza fluorescente può essere p. es. tungstato di calcio.

I raggi catodici, come una qualunque corrente elettrica, subiscono l'effetto del campo magnetico ed elettrico e, sotto l'azione di essi, deviano dal loro cammino che normalmente è rettilineo. Queste due ultime proprietà: la fluorescenza da essi provocata sul vetro e l'azione dei campi elettrico e magnetico, vengono messe opportunamente a profitto negli *oscillografi a raggi catodici*.

Infine allorchè i raggi catodici colpiscono un corpo con sufficiente violenza, provocano, oltre che l'emissione secondaria, anche l'emissione, da parte dell'elettrodo colpito, di speciali radiazioni della stessa natura

delle radiazioni luminose, ma di lunghezza d'onda assai più corta, dette *raggi X* o *raggi Röntgen* dal nome dello scopritore.

Queste radiazioni di frequenza elevatissima sono molto penetranti e attraversano corpi che per la luce sono opachi. Inoltre questi raggi sono capaci di impressionare le lastre fotografiche e indirettamente anche il nostro occhio, perchè rendono fluorescenti opportuni schermi. Per queste loro proprietà essi sono preziosi in molte applicazioni e specialmente in medicina. Essi si dividono in *raggi X molli e duri*. I primi, di lunghezza d'onda maggiore dei secondi, sono meno penetranti di questi.

CAPITOLO II

TUBI A DUE ELETTRODI

A) Diodi a vuoto spinto e loro applicazioni.

21. - Emissione termoelettronica.

Si è visto che per ottenere l'estrazione di un elettrone occorre vincere le forze che lo trattengono sul metallo e che si presentano come una tensione di superficie, analoga a quella che le molecole dei liquidi devono vincere, con la loro energia cinetica, per evaporare.

Il significato di questa tensione, che abbiamo chiamato potenziale intrinseco, è già stato chiarito; tale tensione è quella necessaria per imprimere all'elettrone, inizialmente fermo, una velocità sufficiente per compiere il lavoro di estrazione. Questa velocità minima deve essere diretta normalmente alla superficie, oppure l'elettrone deve essere più veloce ed avere una componente normale della velocità pari a quella minima per cui esso è capace di liberarsi.

Al crescere della temperatura di un metallo cresce l'agitazione dei suoi elettroni come, per la stessa causa, anche l'agitazione delle molecole di un liquido aumenta. Perciò a temperatura convenientemente elevata molti elettroni possiederanno una componente normale della loro velocità sufficiente e si avrà il fenomeno della *emissione termoelettrica.*

Nell'attraversare la superficie gli elettroni perdono gran parte della loro velocità e si può praticamente ritenere che siano emessi con velocità nulla. Perciò, se su essi non agisce un campo elettrico che li convogli su un elettrodo di raccolta, solo pochissimi riescono a fuggire definitivamente, gli altri ricadono sul metallo dopo essersi allontanati solo per brevissimo spazio (in media intorno a 0,001 cm), perchè il metallo privato degli elettroni emessi risulta caricato positivamente ed esercita quindi su essi una attrazione elettrostatica.

22. - Il diodo.

Prende questo nome un tubo a vuoto che contiene due elettrodi. Uno, il *filamento* o *catodo*, è portato ad elevata temperatura; l'altro, la *placca* o *anodo*, è costituito da una piastrina metallica che comunemente circonda il primo.

In generale per riscaldare il filamento lo si fa attraversare da una corrente elettrica. Perciò i fili di contatto che escono dal bulbo di vetro, nell'interno del quale è praticato il vuoto, devono essere tre. Essi comunemente fanno capo a tre spine che si possono innestare in adatti zoccoli.

Il simbolo, che negli schemi serve ad indicare il diodo, è quello di fig. 9. In tale figura è pure indicata la batteria che serve per l'accensione del filamento con il reostato relativo ed una batteria V_b connessa fra il polo negativo del filamento e la placca attraverso un galvanometro. Questo indicherà la corrente i che attraversa *il circuito anodico* o *di placca*.

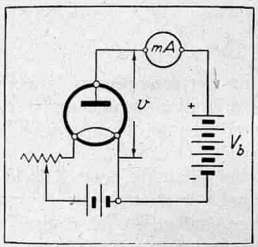


FIG. 9.
Diodo inserito in un circuito di prova.

Gli elettroni, particelle di elettricità negativa, sono attratti dalla placca allorchè questa è positiva, e stabiliscono nel circuito esterno una corrente elettronica (negativa), che va dalla placca al filamento. Se invece la placca è negativa essi sono respinti e nessuna corrente elettronica si può stabilire.

Il diodo è quindi un conduttore unidirezionale. In esso la corrente positiva (cioè intesa con il suo verso convenzionale) può solo circolare nell'interno di esso dalla placca al filamento e dal filamento alla placca nel circuito esterno. *La conduttività unilaterale è dovuta alla dissimetria fra i suoi due elettrodi*, di cui, uno è capace di emettere elettroni, l'altro no.

23. - Valore massimo della corrente emessa dal filamento.

Come risulta anche da quanto detto nel § 21, il numero di elettroni per secondo (= corrente elettrica che esprimeremo in milliampere) emessi da un catodo per ogni cm^2 della sua superficie è funzione della temperatura e della natura del catodo medesimo. Tale funzione, che prende il nome di

legge di Richardson dal nome dello scienziato che l'ha enunciata, è la seguente (1):

$$i_s = A T^2 \varepsilon^{-\frac{b}{T}} S \qquad [1]$$

dove: i_s = corrente di emissione in mA,

T = temp. assoluta in gradi *kelvin* (simbolo °K; $T = t + 273$ °C).

S = superficie emettente del catodo in cm²,

ε = base dei logaritmi neperiani = 2,718...,

A = costante indipendente dal materiale di cui è formato il catodo = 60200 mA/(cm² °K²). In pratica essa varia fra 50000 e 60000,

$b = \frac{V_0 e}{k}$. Compare qui il lavoro di estrazione dell'elettrone $V_0 e$, che dipende dalla natura del catodo; mentre invece:

k = costante di Boltzmann = $1{,}37 \cdot 10^{-23}$ joule/°K.

Dalla tab. I riportata al paragrafo 13 si ricavano facilmente i valori di b per i diversi materiali. Riportiamo quelli relativi ai materiali più comunemente usati per la costruzione dei filamenti:

TABELLA III.

Tungsteno	$V_0 e = 7{,}2 \; 10^{-19}$ joule	$b = 52700$ °K
Molibdeno	» $= 7{,}03 \; 10^{-19}$ »	» $= 51400$ »
Platino	» $= 7{,}0 \; 10^{-19}$ »	» $= 51200$ »
Torio	» $= 5{,}4 \; 10^{-19}$ »	» $= 39500$ »
Pt. ricoperto di Ba O . .	» $= 3{,}17 \; 10^{-19}$ »	» $= 23200$ »

Per conoscere il valore della corrente emessa dai diversi tipi di filamento in funzione della temperatura si può ricorrere, invece che alla formula di Richardson sopra scritta, al grafico del paragrafo successivo.

(1) In realtà Richardson era giunto in un primo tempo ad una equazione del tipo:

$$i_s = A \sqrt{T} \; \varepsilon^{-\frac{b}{T}} S . \qquad [1']$$

Successivamente egli stesso ed altri seguendo vie diverse sono pervenuti alla equazione [1] scritta nel testo ch'è oggidì quella generalmente accettata sebbene la questione sia tuttora controversa perchè le verifiche sperimentali non permettono di decidere in via definitiva per l'una o l'altra delle equazioni. Infatti entro il campo dei valori della temperatura che si possono sperimentare senza fondere i filamenti le due leggi sono quasi coincidenti purchè nella [1'] si assegnino valori convenienti ad A e b, valori che sono naturalmente diversi da quelli relativi alla [1].

24. - Vari tipi di catodi.

L'efficienza di un diodo e in generale di un qualunque tubo elettronico, dipende in grande misura dal catodo. Il miglioramento delle sue qualità, sia per quanto riguarda l'uniformità di produzione, sia ancora per quanto riguarda l'emissione ottenuta per ogni unità di superficie (1 cm^2) ed anche in relazione alla potenza spesa per l'accensione, è stato ed è tuttora oggetto di accurati studi.

I filamenti ora impiegati sono di tre tipi diversi e cioè:

a) filamenti ricoperti di ossidi di bario e stronzio;

b) filamenti di tungsteno toriato;

c) filamenti di tungsteno puro.

Le caratteristiche principali di questi tre tipi di catodi si possono dedurre dai grafici di fig. 10. Il grafico (*a*) traduce la formula di Richardson.

Si nota subito che il tipo di catodo di gran lunga migliore è quello ad ossidi, senonchè tale tipo non può essere impiegato allorquando la potenza dissipata nell'interno del tubo superi all'incirca un centinaio di watt e il potenziale fra catodo ed anodo un migliaio di volt. Ciò perchè in tali ampolle, ove gli elettrodi si riscaldano notevolmente e con l'andar del tempo espellono sempre dei gas occlusi nei pori del metallo, non si può mantenere un grado di vuoto così spinto come nei tubi di minore potenza. Ora, anche piccole tracce di gas hanno un effetto assai dannoso sui filamenti ad ossido, dovuto al bombardamento degli ioni positivi che cadendo sul catodo lo disgregano. Tale fenomeno si manifesta anche per i filamenti di tungsteno toriato, però solo per potenze e potenziali maggiori. Per potenze e potenziali ancora più elevati, quali si possono verificare nelle grosse valvole impiegate in trasmissione, è indispensabile ricorrere ai filamenti di tungsteno puro.

Quanto sopra, assieme ai dati che riguardano la temperatura di normale funzionamento e la durata media di un filamento, è raccolto nella tabella seguente

TABELLA IV.

	Potenza max del tubo (watt)	d. d. p. max catodo anodo (volt)	Temperatura normale (gradi kelvin)	Vita media (ore)
Catodo ad ossidi . .	100	1000	1100÷1250	~ 3000
Tungsteno toriato . .	2000	2000÷3000	1650÷1900	~ 2000
Tungsteno puro . . .			2200÷2500	~ 1000

Dal grafico (*b*) di fig. 10 (²) si può dedurre per un punto qualunque, dividendo la sua ordinata per l'ascissa, il rapporto $\frac{i_s}{P_f}$ (P_f = potenza spesa per l'accensione del filamento) espresso in mA/W; dal grafico (*a*) si può ricavare la corrispondente temperatura.

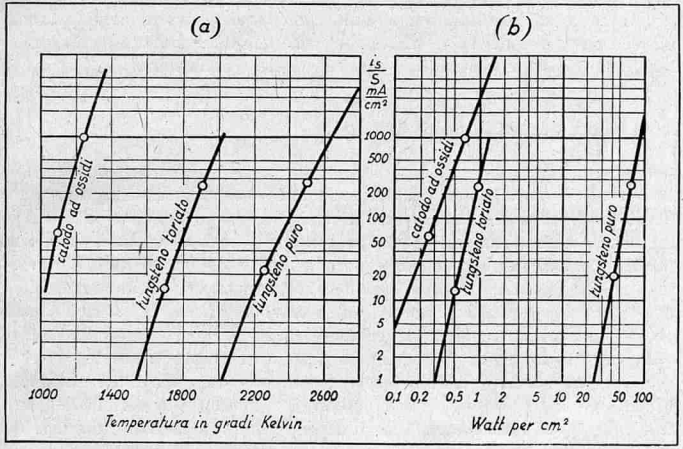


Fig. 10.
Nomogramma della emissione elettronica dei diversi materiali impiegati per la costituzione dei catodi. I due cerchietti che si trovano su ciascuna curva segnano i limiti di funzionamento normale.

Così per il tungsteno a 2400 °K si ha: $\frac{i_s}{P_f} = \sim 1{,}8$ mA/W;

per il tungsteno toriato a 1750 °K si ha: $\frac{i_s}{P_f} = \sim 50$ mA/W;

infine per gli ossidi a 1250 °K si ha: $\frac{i_s}{P_f} = \sim 1000$ mA/W.

(²) Questo grafico va inteso a titolo di orientamento e perciò la scala delle ascisse è stata volutamente tenuta ristretta. Non è possibile dare risultati molto precisi giacchè quelli stessi ottenuti da vari sperimentatori non sono perfettamente concordi. Ciò succede perchè riesce difficile determinare il preciso valore della corrente di saturazione i_s specialmente per i filamenti a grande emissione ed ancora perchè la misura della temperatura del filamento, oltre che difficoltosa, riesce incerta per il fatto che non è uniforme su tutta la superficie.

Nel funzionamento dei filamenti non bisogna uscire dal limite superiore indicato sia nella precedente tabella che nei grafici di fig. 10. Ciò perchè oltre quel limite decresce molto rapidamente la vita del filamento: per il tungsteno in seguito alla sua volatilizzazione che conduce poi alla fusione; per gli altri tipi in seguito alla disgregazione della superficie emittente che si manifesta al crescere della temperatura. Quando avviene questa disgregazione si dice che il filamento è *esaurito* e l'emissione si riduce a quella dovuta al materiale di supporto che, alla temperatura per la quale il filamento è stato costruito, è assolutamente trascurabile.

25. - Catodi a riscaldamento indiretto.

I catodi ad ossidi, giacchè funzionano a temperature relativamente modeste, possono venire riscaldati anche indirettamente. Essi si preparano perciò in due tipi sostanzialmente diversi. Nel primo lo strato di ossidi è depositato su un sottile filo metallico (che può essere di platino, od anche di nichel); tale filo serve contemporaneamente da supporto e da conduttore per la corrente di accensione che provvede al riscaldamento del catodo. Sono questi i *filamenti ad accensione diretta* che richiedono (eccettuati casi particolari) una corrente continua per l'accensione. Anche i filamenti toriati o di tungsteno puro sono di questo tipo.

Altri catodi ad ossidi sono costruiti invece nel modo illustrato dalla fig. 11 ove in (*a*) vi è l'intero catodo, in (*b*) una sua sezione ingrandita e in (*c*) il simbolo usato negli schemi per rappresentare tale tipo di catodo. In essi lo strato d'ossidi è depositato sopra un sottile tubetto di nichel che, a sua volta, è disposto sopra un tubicino di materiale refrattario (viene usata una speciale porcellana porosa magnesiaca) nell'interno del quale vi è il filamento riscaldatore percorso dalla corrente di accensione.

Questi catodi, che si usano principalmente nelle valvole a più di due elettrodi in ricezione, presentano notevoli vantaggi. In primo luogo per le loro dimensioni rilevanti (diametro del tubicino 1,5 ÷ 2,5 mm) rispetto a quelle dei filamenti accesi direttamente, hanno una così grande capacità termica che la temperatura dello strato d'ossidi non pulsa ma rimane invece costante così da avere un'emissione pure costante anche se la corrente impiegata per l'accensione è alternata. Appunto per permettere, senza alcun inconveniente, l'impiego di tale corrente per l'accensione, il filamento riscaldatore è doppiato in modo da avere in ogni istante un campo magnetico, dovuto alla corrente di accensione, nullo. Infatti il campo creato da una metà del filamento è annullato dall'altra metà che è percorsa dalla

stessa corrente ma in senso contrario (cfr. fig. 11). Ciò si rende indispensabile perchè un campo magnetico, specialmente se alternativo, perturba grandemente il moto degli elettroni (effetto « magnetron »).

Un altro vantaggio dei catodi ad accensione indiretta è dovuto al fatto che in essi la superficie emettente è equipotenziale e perciò tutti i punti si comportano egualmente, perchè in ogni caso la d. d. p. fra il catodo e gli altri elettrodi è la stessa per tutti i punti. Ciò non succede per i filamenti ad accensione diretta fra le cui estremità vi è la d. d. p. V_f la quale si distribuisce in maniera uniforme lungo il filamento.

Naturalmente a parità di emissione i catodi ad accensione indiretta richiedono una maggiore potenza per l'accensione però, ciò non costituisce in pratica un inconveniente allorquando venga impiegata per l'accensione la corrente alternata. Inoltre tale potenza è stata ormai ridotta a valori assai bassi; per es. per un tipo di catodo ora comunemente impiegato nelle valvole per ricezione, con una potenza di $\sim$ 2 W (6,3 V per 0,3 A) si ottiene una corrente d'emissione di oltre 100 mA.

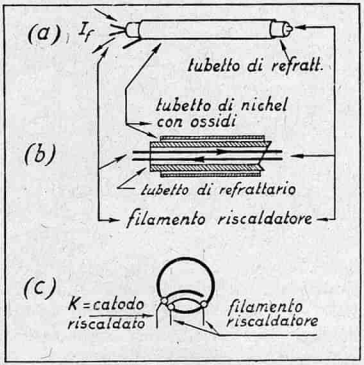


FIG. 11.
Catodo a riscaldamento indiretto e sua costituzione.

26. - Fenomeno della carica spaziale.

In un *diodo a vuoto spinto* il cammino medio libero degli elettroni è notevolmente più grande della distanza che separa il filamento dalla placca. Ciò equivale a dire che la rarefazione è spinta ad un punto tale per cui la maggioranza degli elettroni può compiere il tragitto senza urtare contro molecole di gas, ossia la *ionizzazione è trascurabile.*

Tuttavia, applicato alla placca un potenziale V_1 (v. fig. 12), non si ottiene la corrente i_s data dalla legge di Richardson, che chiamasi *corrente di saturazione*, ma solamente la corrente i_1 minore di i_s. Per ottenere la corrente di saturazione è necessario applicare alla placca un potenziale sufficientemente elevato, uguale o maggiore di un certo valore V_s, che chiamasi *potenziale di saturazione*, p. es. V_2 (cfr. fig. 12).

Questo avviene perchè parte degli elettroni emessi dal filamento, allorquando la tensione di placca è insufficiente, si soffermano attorno al catodo formando una nube (v. fig. 13) con carica negativa (*carica spaziale*). Per contro, il filamento, privato di molti elettroni, dei quali solo una parte vengono restituiti ad esso attraverso il circuito di placca, si carica positivamente esercitando così un'azione elettrostatica che riconduce sul catodo gli elettroni successivamente emessi e mantiene la carica spaziale

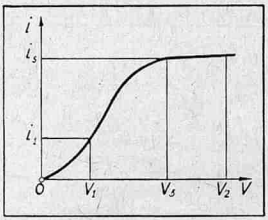


FIG. 12.
Caratteristica di un diodo.

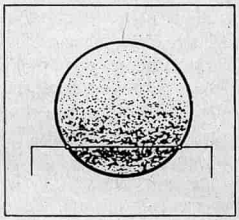


FIG. 13.
Fenomeno della carica spaziale.

limitata ad una piccolissima zona attorno al catodo. Parte degli elettroni, dopo l'emissione, compie quindi un breve percorso e ricade sul filamento. In altre parole, se indichiamo con v il potenziale generico in un punto qualunque di ascissa x, compreso fra il catodo e l'anodo al quale è assegnato p. es. il potenziale V_1, tale potenziale v presenterà ad una certa distanza x_1 un valore minimo v_1 negativo ossia minore di quello del catodo come è indicato in fig. 14, la quale si riferisce al caso di un *diodo ipotetico costituito da due elettrodi piani e paralleli*. In essa, oltre alla distribuzione del potenziale nel caso che la placca abbia il potenziale V_1, sono rappresentate anche le curve di distribuzione nel caso dei potenziali di placca O e V_2. Per il valore V_2 maggiore di V_s la curva non presenta un minimo, non vi è quindi potenziale v negativo.

Considerando nuovamente il potenziale di placca V_1, dal punto x_1, verso il catodo il campo è negativo, cioè diretto dal catodo verso la placca e riconduce perciò gli elettroni verso il catodo. Dalla placca al punto x_1 il campo è positivo e conduce invece gli elettroni sulla placca. Allora per oltrepassare lo spazio x_1 gli elettroni, dovendo vincere le forze del campo, devono essere emessi con notevole velocità la quale, espressa in volt (cfr. § 15), deve essere maggiore o almeno uguale a v_1. Perciò solo un numero limitato di elettroni arriverà alla placca. Questo numero si

riduce addirittura a valori talora trascurabili allorquando la tensione dell'anodo sia zero, perchè la velocità di emissione dovrebbe essere v_0. Invece per il potenziale anodico V_2 tutti gli elettroni, anche quelli emessi con piccolissima velocità, arrivano alla placca.

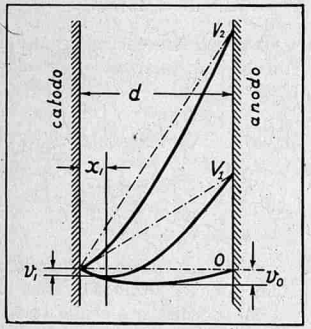


FIG. 14.
Distribuzione del potenziale in un diodo ideale ad elettrodi piani.

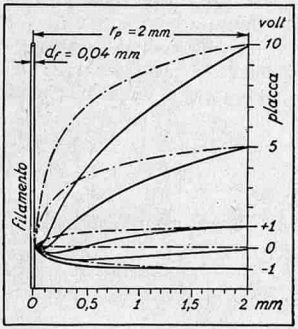


FIG. 15.
Distribuzione del potenziale in un diodo avente il catodo filamentare e la placca cilindrica.

Le linee a punto e tratto indicano la distribuzione che si ha allorchè il catodo è spento (distribuzione elettrostatica). Le linee continue indicano la distribuzione che si ha col filamento acceso. La modificazione è dovuta alla carica spaziale.

La superficie a distanza x_1, piana nel caso di fig. 14, cilindrica nel caso, tecnicamente più importante, di un catodo filamentare come in fig. 15, risulta normalmente assai vicina alla superficie del catodo e viene talora chiamata *superficie virtuale del catodo.*

Nella fig. 15 le curve a punto e tratto dànno la distribuzione del potenziale allorchè il filamento è spento; le curve a linea continua tengono conto invece anche della carica spaziale che si ha allorquando il filamento (del tipo ad ossidi) è percorso dalla corrente normale di accensione pari ad 80 mA.

27. - Legge di Langmuir e Child.

Il fenomeno sopra detto è stato studiato analiticamente da vari autori fra i quali principalmente Langmuir e Child che sono giunti alla espressione:

$$i = K v^{\frac{3}{2}} \qquad [2]$$

in cui i è la *corrente anodica*, v è la *tensione anodica*, cioè quella applicata alla placca del diodo e K è una costante che dipende dalla forma e dalle dimensioni degli elettrodi. Nel caso del diodo ad elettrodi piani (fig. 14) si ha:

$$K = 2{,}33 \cdot 10^{-3}\ d^{-2} \quad (i \text{ in mA/cm}^2,\ v \text{ in volt},\ d \text{ in cm}). \qquad [2']$$

Per un diodo ad elettrodi cilindrici e coassiali, tale che il raggio del filamento si possa trascurare rispetto a quello della placca (r), risulta invece per ogni cm di lunghezza assiale:

$$K = 1{,}47 \cdot 10^{-2}\ \frac{1}{r} \quad (i \text{ in mA/cm},\ v \text{ in volt},\ r \text{ in cm}). \qquad [2'']$$

28. - Curve caratteristiche.

Dalle considerazioni svolte risulta che la caratteristica completa $i = f(v)$ si dovrebbe presentare come è indicato con segno continuo in fig. 16 cioè seguire nel primo tratto la legge di Langmuir fino a raggiungere la corrente di saturazione, data dalla legge di Richardson e dipendente unicamente dalla temperatura T a cui è stato portato il filamento, per poi rimanere costante cioè indipendente da v.

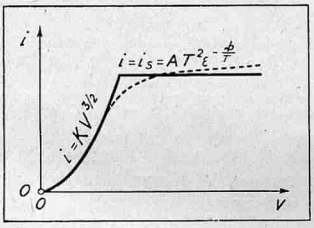


FIG. 16.
Caratteristica teorica (linea continua) e reale (linea a tratti) di un diodo.

Si trova invece una curva che ha l'andamento tratteggiato in fig. 16, come risulta anche dalla fig. 17 che si riferisce a caratteristiche tracciate sperimentalmente.

Le ragioni della divergenza fra le curve ricavate analiticamente e quelle tracciate invece per via sperimentale sono molteplici. Elenchiamo le principali:

1) per ricavare la legge di Langmuir data dalla [2] si sono fatte alcune supposizioni che non sono verificate in pratica. Fra queste la più importante è quella di aver supposto nulla la velocità con cui gli elettroni escono dal catodo;

2) il catodo, se è del tipo a riscaldamento diretto, come normalmente avviene in un diodo, non è equipotenziale.

Queste due divergenze hanno importanza solamente nel primo tratto della curva caratteristica ed agiscono in senso opposto cosicchè in pratica la curva reale collima abbastanza bene con quella teorica. Infatti la prima divergenza fa sì che, anche per un potenziale di placca zero, una parte degli elettroni possa ancora raggiungere la placca stessa in modo che la

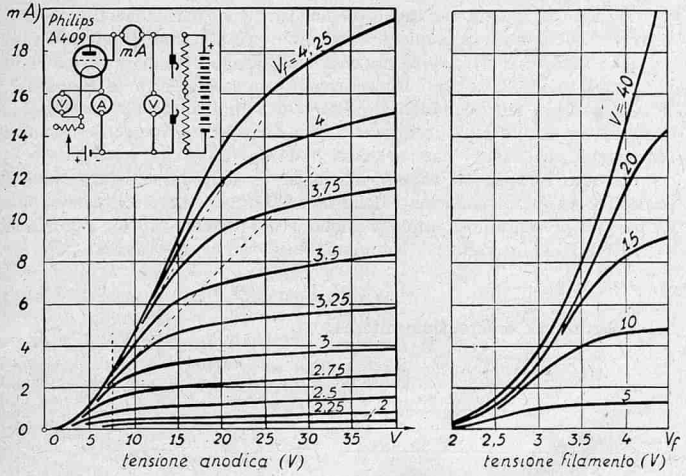


FIG. 17.
Caratteristiche di un diodo (ottenuto collegando assieme placca e griglia di un triodo) ricavate sperimentalmente per diversi valori della tensione di accensione.

corrente anodica si dovrebbe annullare solamente per un potenziale negativo. La seconda invece fa sì che il potenziale assegnato alla placca esista di fatto solo fra la placca e l'estremità negativa del filamento, che è stata scelta come punto di riferimento dei potenziali, mentre invece fra la placca e l'estremità positiva si ha un potenziale uguale a quello di placca diminuito del potenziale di accensione del filamento (p. es. per potenziale di placca nullo, all'estremità positiva del filamento esso risulta positivo, rispetto alla placca, di V_f volt).

Infine una terza causa di divergenza fra le caratteristiche reali e quelle teoriche, è la seguente:

3) la temperatura del filamento non è uniforme lungo tutta la sua lunghezza bensì è massima verso il centro e minima alle estremità.

Questa è la causa più importante e determina il gomito superiore della curva (v. figg. 16 e 17).

In fig. 17 le caratteristiche di sinistra sono sperimentali, quelle di destra sono ottenute in maniera ovvia dalle prime. Come l'inviluppo delle curve di sinistra è la rappresentazione della legge di Langmuir, così l'inviluppo di quelle di destra è la rappresentazione della legge di Richardson scritta però in funzione della tensione del filamento V_f invece della temperatura assoluta T e in coordinate cartesiane invece che in coordinate semilogaritmiche come nel caso della fig. 10 (*a*).

Le due famiglie di caratteristiche si possono interpretare come le proiezioni sui piani coordinati delle intersezioni di una *superficie caratteristica* (rappresentante complessivamente il fenomeno) e cioè la funzione $i = f(v, V_f)$ rispettivamente coi piani: $V = \text{cost}$, $v = \text{cost}$.

29. - Resistenza differenziale interna.

L'inclinazione della tangente in un punto qualunque della curva è misurata da:

$$\frac{di}{dv} = \text{tg}\,\alpha = \sim \frac{\Delta i}{\Delta v}, \qquad \text{(v. fig. 18)}$$

purchè Δi e Δv siano scelti convenientemente piccoli.

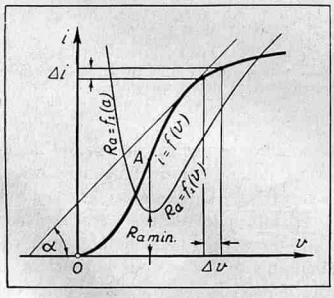


FIG. 18.
Curva della resistenza differenziale interna di un diodo.

Tale rapporto è omogeneo con una conduttanza e si chiama talora *pendenza della caratteristica*. Il suo reciproco ha le dimensioni di una resistenza e perciò si chiama *resistenza interna differenziale* del diodo in quel punto della sua caratteristica e si indica con R_a, cosicchè si ha:

$$R_a = \frac{dv}{di} = \sim \frac{\Delta v}{\Delta i}. \qquad [3]$$

In A (v. fig. 18), punto di flesso della curva, R_a assume il suo valore minimo. Quando non sia diversamente precisato, per resistenza del diodo si intende riferirsi alla resistenza differenziale minima.

È necessario distinguere la resistenza differenziale R_a dal semplice rapporto fra i valori della tensione v e della corrente i relativi ad un qualunque punto della curva. Anche per un conduttore per cui valga la legge di Ohm si può tracciare la caratteristica $i = f(v)$. Essa è una retta passante per l'origine (v. fig. 19). La resistenza R si ottiene facendo il rapporto fra la tensione e la corrispondente corrente in un punto qualunque della caratteristica. È ovvio che anche il rapporto $\frac{\Delta v}{\Delta i}$ è eguale ad R.

In questo caso quindi la resistenza differenziale coincide con la resistenza definita nella maniera abituale. Ciò non si verifica per il diodo e sotto questo aspetto esso può essere considerato come un conduttore che non segue la legge di Ohm.

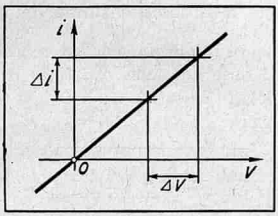


FIG. 19.
Concetto di resistenza differenziale.

Sulle caratteristiche reali in confronto con quelle teoriche vogliamo fare un'ultima osservazione molto importante. Secondo le considerazioni teoriche un aumento della capacità di emissione i_s del filamento non deve portare ad alcun aumento della corrente i effettivamente raccolta dalla placca, allorquando il potenziale anodico si mantenga notevolmente inferiore al potenziale di saturazione [3]. Ciò invece non si verifica in pratica. Così per esempio nel caso della fig. 17, per $v = 7{,}5$ volt e $V_f > 3{,}25$ volt, si rimane in ogni caso ben lontani dalla saturazione eppure la corrente aumenta in maniera notevole ed ancor più la pendenza com'è indicato dalle due tratteggiate. Perciò ogni miglioramento portato al catodo nel senso di aumentarne la capacità di emissione, allorchè ci si mantenga lontani dalla condizione di saturazione, si traduce in un aumento della pendenza della caratteristica. Ciò equivale, nel caso dei triodi e dei poliodi (v. oltre), ove per l'appunto il funzionamento si mantiene lontano dalla saturazione, ad un miglioramento della valvola e si può fin d'ora asserire che gran parte del progresso che questi tubi hanno fatto sia dovuto ai miglioramenti apportati ai catodi.

---

[3] Il quale poi, assieme alla corrente di saturazione, data la forma reale delle caratteristiche, non è ben definibile.

30. - Funzionamento del diodo impiegato come raddrizzatore.

L'ufficio del diodo è normalmente quello di *raddrizzare* una corrente alternata. Si sa che una corrente alternata ha generalmente valore medio nullo e perciò non produce nessuno di quegli effetti che dipendono dal valore medio della corrente. Così per esempio essa non viene indicata da uno strumento per corrente continua. Orbene, mediante un diodo, usando una tensione alternativa a valore medio nullo (p. es. sinusoidale), si ottiene corrente nel circuito solo allorquando la placca diventa positiva perciò solamente in uno dei semiperiodi (che chiameremo positivo) della tensione. La corrente del circuito non avrà più valore medio nullo e si chiamerà perciò *raddrizzata* o *rettificata*.

Vogliamo ora studiare tale funzionamento del diodo. Esso, considerato come conduttore, anche allorquando la placca sia positiva, ha tuttavia una resistenza $\left(\text{misurata dal rapporto}\,\frac{v}{i}\right)$ piuttosto elevata; quindi, per essere impiegato con un rendimento non troppo basso, deve venire usato in serie con una *resistenza di utilizzazione o di carico* R di valore più elevato della sua e perciò con tensioni applicate all'intero circuito piuttosto grandi.

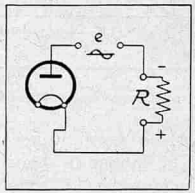


FIG. 20.
Circuito raddrizzatore.

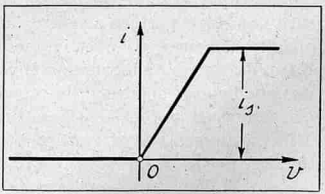


FIG. 21.
Caratteristica ipotetica di un diodo.

Consideriamo la fig. 20 ove, per brevità, non s'è indicato il circuito del filamento che generalmente è acceso in corrente alternata senza essere del tipo a riscaldamento indiretto. La f. e. m. agente nel circuito è supposta sinusoidale, cioè:

$$e = E \operatorname{sen} \omega t .$$

La caduta di tensione interna ha il valore istantaneo v funzione del valore della corrente nel circuito i. Questa funzione è espressa implicitamente dalla legge $i = f(v)$ (Langmuir) che tradotta graficamente è la

caratteristica del diodo. La corrente i deve contemporaneamente soddisfare alle due condizioni:

$$i = f(v), \quad Ri = e - v, \quad \text{(v. fig. 20).} \qquad [4]$$

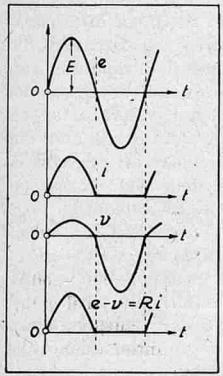


FIG. 22.
Andamento della corrente i, della caduta di tensione v nel diodo e della tensione utile all'estremità della resistenza di carico, nel caso del circuito di fig. 20.

Se per semplicità supponiamo che la caratteristica del diodo si possa raffigurare come in fig. 21 e che la i sia sempre minore di i_s, si potrà scrivere:

per $e > 0$ $R_a = \text{cost.}$

per $e < 0$ $R_a = \infty$

ed allora:

$$\text{per} \quad e > 0 \quad i = \frac{E}{R + R_a} \operatorname{sen} \omega t = \frac{v}{R_a}; \qquad [5]$$

$$\text{per} \quad e < 0 \quad i = 0 \quad v = e \,.$$

Cioè nei semiperiodi positivi la corrente è sinusoidale, nei negativi è nulla e *fra filamento e placca è applicata tutta la tensione* con la placca negativa, questa tensione perciò è chiamata *tensione invertita*. Tutto ciò è rappresentato nella fig. 22. Allorquando non si possano ammettere

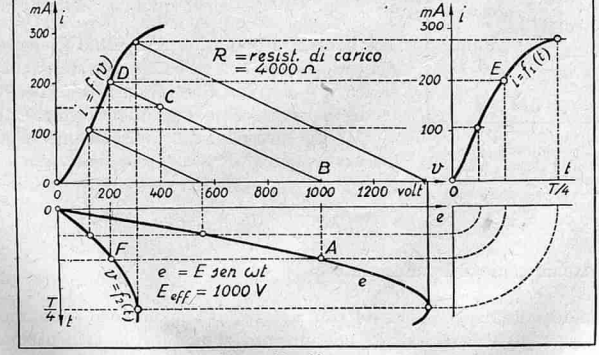


FIG. 23.
Costruzione grafica che permette di ricavare, per punti, l'andamento di i, v ed $e - v = Ri$ dalla caratteristica data di un diodo supposto inserito nel circuito di fig. 20.

le semplificazioni sopradette si può ricorrere, per ricavare la i, invece che alla [5] ad un calcolo grafico che si può eseguire facilmente e con rapidità allorquando siano noti: la curva caratteristica del diodo, la f. e. m. e agente nel circuito e la resistenza di carico R. Si tratta di risolvere graficamente, per un numero sufficiente di valori di e, il sistema di due equazioni [4]. La soluzione è eseguita in fig. 23 per il diodo raffigurato in fig. 24. La prima delle [4] è la curva caratteristica del diodo, la seconda è una retta che parte dal valore di e (per $i = 0$ $v = e$) e si può tracciare segnando un altro punto qualunque della retta, tale cioè da soddisfare alla seconda delle [4]; p. es. per $e = 1000$ volt (ciò che nel caso della fig. 23 si ha nell'istante $t = T/8$; punto A) ed $R = 4000\ \Omega$ si avrà; $i = 150$ mA allorchè $v = e - Ri = 1000 - 4000 \cdot 150 \cdot 10^{-3} = 1000 - 600 = 400$ V.

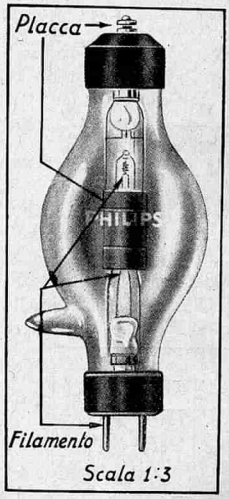


FIG. 24.
Diodo a vuoto spinto e raffreddamento naturale (modello per trasmissione di piccola potenza).

La retta passa quindi oltre che per il punto B, anche per il punto C e la soluzione è rappresentata dal punto D di intersezione che, appartenendo sia alla retta sia alla caratteristica, soddisfa ad ambedue le equazioni [4]. Si può allora segnare il punto E della curva $i = f_1(t)$ e il punto F della $v = f_2(t)$ in corrispondenza del valore di v del punto D e dell'istante $t = \dfrac{T}{8}$ nel quale e assume il valore considerato (punto A). Infine il segmento FA rappresenta la caduta nella resistenza di carico $e - v = Ri$ cioè la tensione utile. Ripetendo la costruzione per diversi valori di e, ovvero per diversi istanti, si possono ottenere le curve:

$$i = f_1(t)\,, \qquad v = f_2(t)\,,$$
$$Ri = e - v = f_3(t)\,.$$

31. - Rendimento del raddrizzatore.

Indicando rispettivamente con p_a, p_u, p_d, le potenze istantanee di alimentazione, utile e dissipata nell'interno del diodo, si ha evidentemente:

$$p_a = ei\,, \qquad p_u = (e - v)\, i = Ri^2\,, \qquad p_d = p_a - p_u = vi\,.$$

Supposto $e = E \operatorname{sen} \omega t$, le potenze medie riferite ad un periodo, ovvero ad un numero intero di periodi, sono:

$$\left.\begin{aligned} P_a &= \frac{E}{2\pi}\int_0^{2\pi} i \operatorname{sen} \omega t \; d\,(\omega t)\,, \\ P_u &= \frac{R}{2\pi}\int_0^{2\pi} i^2 \, d(\omega t)\,, \\ P_d &= P_a - P_u\,. \end{aligned}\right\} \qquad [6]$$

Supponendo verificata la [5] e ricordando che la corrente è nulla durante i semiperiodi negativi si ha facilmente:

$$P_a = \frac{1}{4}\,\frac{E^2}{R + R_a}, \qquad P_u = \frac{1}{4}\,\frac{RE^2}{(R + R_a)^2}, \qquad P_d = P_a - P_u \qquad [7]$$

da cui il rendimento risulta:

$$\eta = \frac{P_u}{P_a} = \frac{R}{R + R_a}\,. \qquad [8]$$

In questa espressione non è tenuto conto della potenza P_f spesa per l'accensione del filamento.

Non sempre però è lecito accettare la [5] cioè supporre che nei semiperiodi positivi la corrente sia sinusoidale. Ciò può essere dovuto a due cause diverse che possono anche coesistere e cioè:

a) la resistenza esterna R è piccola, per esempio dello stesso ordine di quella interna R_a. In tal caso la forma della corrente ha l'aspetto della curva 1 di fig. 25 come si può verificare a mezzo della costruzione grafica di fig. 23;

b) la resistenza esterna R è grande ma pure la E è così elevata che si raggiunge la corrente di saturazione i_s. Allora la corrente ha la forma della curva 2 di fig. 25, tratto continuo.

Infine se le due cause (*a*) e (*b*) coesistono la corrente ha l'aspetto della curva 3 a tratti di fig. 25.

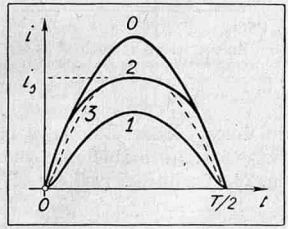


FIG. 25.

Deformazione della corrente circolante nel circuito di fig. 20, dovuta alla curvatura della caratteristica del diodo, in tre casi diversi: 1, 2, 3. La curva *O* è sinusoidale e serve per il confronto.

Anche in questi casi si possono ritenere approssimativamente valide (4) le formule [7] e [8] assumendo come valore di R_a il rapporto:

$$R_a = \frac{v_{max}}{i_{max}} .$$

Infine in ogni caso, per una valutazione più esatta, le integrazioni necessarie per il calcolo delle [6] possono essere effettuate graficamente usufruendo le funzioni $i = f_1(t)$ e $v = f_2(t)$ ricavate con la costruzione di fig. 23.

32. - Schemi per l'utilizzazione dei diodi.

Per i raddrizzatori di piccola potenza la tensione alternativa alimentatrice e quella necessaria per l'accensione del filamento, sono ottenute da

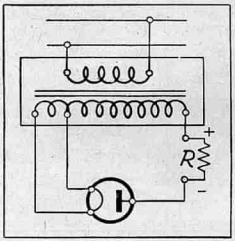


FIG. 26.
Circuito raddrizzatore ad un diodo (raddrizzamento di una semionda o monofase).

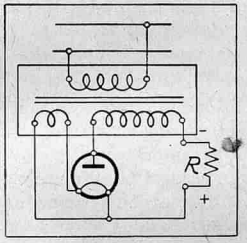


FIG. 27.
Circuito raddrizzatore ad un diodo (raddrizzamento di una semionda o monofase).

un unico trasformatore e il circuito di utilizzazione (resistenza R) può essere inserito indifferentemente fra la placca e il trasformatore come in fig. 26 o fra il trasformatore e il filamento come in fig. 27. In questo secondo

(4) Difatti giacchè normalmente una delle cause trascina con sè l'altra, cioè esse coesistono, si può ritenere che la diminuzione del rapporto $\frac{i_{medio}}{i_{max}}$ dovuta alla causa (a) (corrente di forma 1) venga, grosso-modo, compensata dall'aumento che lo stesso rapporto subisce in seguito alla causa (b) (corrente di forma 2).

caso è necessario che i due secondari del trasformatore siano isolati per una tensione pari al valore massimo della tensione alternativa e.

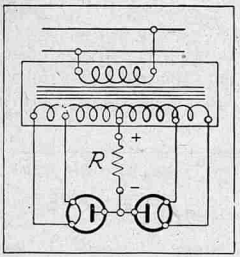


FIG. 28.
Circuito raddrizzatore delle due semionde ottenuto accoppiando due circuiti come quello di fig. 26 funzionanti in opposizione di fase (raddrizzatore bifase).

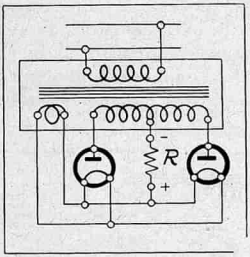


FIG. 29.
Circuito raddrizzatore delle due semionde ottenuto accoppiando due circuiti come quello di fig. 27 funzionanti in opposizione di fase (raddrizzatore bifase).

Per raddoppiare l'erogazione del circuito si ricorre spesso ad un sistema ottenuto da due circuiti come quelli di fig. 26 o di fig. 27 in cui le due f. e. m. devono essere in opposizione (sistema bifase). Ne risultano i circuiti indicati in fig. 28 e 29 dei quali unicamente quest'ultimo è usato in pratica perchè permette l'accensione dei filamenti con un unico secondario; anzi in questo caso spesso i due diodi sono racchiusi in uno stesso bulbo come è indicato in fig. 30, ove, per maggiore simmetria, il circuito di utilizzazione è connesso al centro del secondario che serve per accendere il filamento.

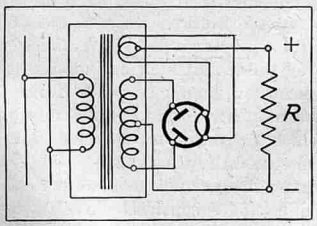


FIG. 30.
Circuito raddrizzatore simile a quello di fig. 29 ma facente uso di un doppio diodo.

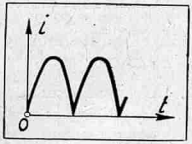


FIG. 31.
Andamento della corrente nella resistenza di utilizzazione R dei circuiti di figg. 28, 29, 30.

Questo circuito a doppio diodo è quello più comunemente usato per l'alimentazione dei ricevitori. La corrente pulsante che attraversa il carico R ha l'andamento della fig. 31.

33. - Cenno sui circuiti di spianamento.

La tensione di alimentazione dei circuiti anodici per le valvole dei ricevitori e trasmettitori deve essere costante. Non è possibile usare quindi la tensione raddrizzata da un diodo senza interporre, fra il circuito raddrizzatore e i morsetti di alimentazione, un adatto circuito che viene anche chiamato *filtro di spianamento* e sul quale vogliamo dare qui un brevissimo cenno.

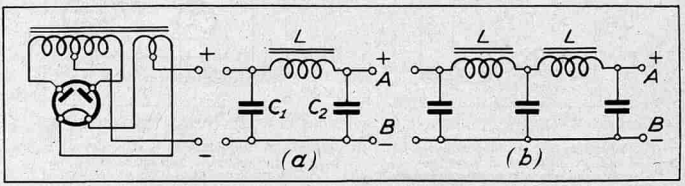


FIG. 32.

Circuito raddrizzatore seguito dal filtro di spianamento: a = filtro ad una cella a π; b = filtro a due celle a π.

Lo schema del filtro è indicato in fig. 32 assieme al circuito raddrizzatore. In (a) si ha il filtro formato da una cella a π, in (b) quello a due celle. Molto spesso è più che sufficiente, per ottenere uno spianamento soddisfacente, la disposizione (a) purchè i componenti siano largamente dimensionati. I condensatori possono p. es. avere capacità di 8 μF e induttanza di 20 ÷ 50 H; sono questi valori correntemente usati.

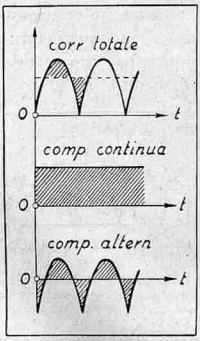


FIG. 33.

Scomposizione di una corrente pulsante in due componenti: una continua e una alternativa.

In seguito alla presenza del filtro anche il funzionamento del raddrizzatore viene modificato cosicchè la corrente non ha più l'aspetto indicato nella fig. 31. Comunque, la forma di tale corrente erogata dal circuito raddrizzatore si potrà scomporre in due componenti, una continua ed una alternativa di valore medio nullo, come è indicato in fig. 33. La componente continua trova, attraverso la induttanza e il circuito di utilizzazione connesso ai morsetti AB, l'unica via di passaggio.

La componente alternativa invece, attraverso la induttanza trova una impedenza elevatissima, mentre via di più facile passaggio è, per essa, quella del condensatore C_1, il quale sarà perciò

attraversato dalla maggior parte della componente alternativa della corrente. Il residuo della componente alternativa che ancora attraversa L troverà una via di chiusura, come una specie di corto circuito, nel condensatore C_2 che alla corrente alternata presenterà un'impedenza assai minore di quella offerta dal circuito di utilizzazione connesso ai morsetti AB. Si può anche dire che C_1 immagazzina elettricità allorchè il diodo fornisce corrente ad esuberanza e perciò si carica. Si scarica invece allorchè il diodo non può fornire la corrente richiesta dal circuito esterno.

34. - Cenno sui partitori di tensione.

In un ricevitore sono richieste contemporaneamente più di una tensione. Per ottenere tutte le tensioni necessarie con un solo diodo si impie-

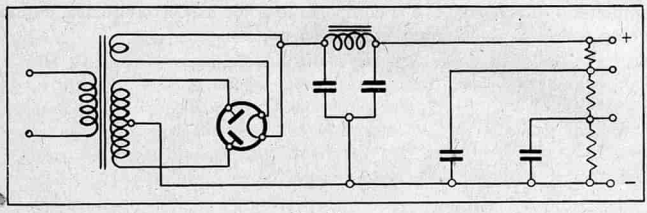


FIG. 34.
Circuito raddrizzatore completo di filtro per lo spianamento e partitore di tensione con condensatori volano.

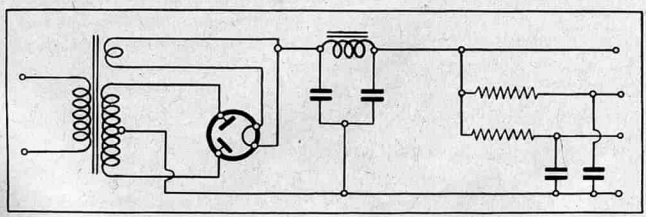


FIG. 35.
Circuito raddrizzatore completo di filtro e resistenze di caduta per ricavare due tensioni minori di quella massima. Queste tensioni rimangono costanti per effetto dei condensatori volano.

gano dispositivi potenziometrici chiamati partitori di tensione. Sono costituiti da una resistenza di valore sufficientemente elevato, connessa all'uscita del filtro. Le tensioni volute si ricavano facendo delle derivazioni su questa

resistenza come si vede in fig. 34. La tensione che si ottiene dipende anche dalla corrente richiesta, perchè al crescere di essa crescono le cadute di tensione nella sezione del partitore percorsa da questa corrente. Per il calcolo del partitore occorre quindi conoscere oltre che la tensione voluta anche la corrente richiesta; poi ciascuna sezione di esso (le varie sezioni essendo percorse da correnti diverse) può essere calcolata separatamente con la legge di Ohm.

In fig. 35 è invece indicato un altro metodo per ottenere le varie tensioni. Consiste nell'inserire nel circuito ove si vuole abbassare la tensione, una resistenza che anche essa può essere calcolata con la legge di Ohm.

Si noti che ciascuna derivazione è connessa attraverso un condensatore di grossa capacità (∞ 1 μF) al polo negativo che è anche di solito connesso a terra. Questi condensatori hanno lo scopo di evitare dannosi accoppiamenti che si potrebbero avere lungo le resistenze. In altre parole per le componenti alternative essi si comportano come un corto circuito, e quindi queste correnti si chiudono attraverso ad essi.

B) Diodi a gas.

35. - Considerazioni generali.

In seguito all'esaminato fenomeno della carica spaziale la caduta interna in un diodo risulta rilevante e funzione crescente della corrente richiesta.

Con lo scopo di ridurre tale caduta di tensione e quindi la potenza perduta, si può ridurre in gran parte la carica spaziale negativa (elettronica) provocando la formazione, nei momenti in cui il diodo è attraversato da corrente, di una carica spaziale di ioni positivi. È possibile ottenere ioni positivi introducendo nel bulbo un gas o vapore che, sotto gli urti degli elettroni, si ionizzi facilmente.

La soluzione del problema si presenta tuttavia notevolmente complessa. Occorre soddisfare alle seguenti esigenze:

1) il gas o vapore introdotto deve essere facilmente ionizzabile per effetto degli urti degli elettroni;

2) bisogna evitare che negli istanti in cui l'anodo è negativo rispetto al filamento si manifesti la scarica fra gli elettrodi. In tali istanti la d. d. p. fra questi raggiunge un valore massimo che, nella migliore delle ipotesi, è uguale al valore massimo della tensione alternativa applicata [5], cioè sempre più grande della stessa tensione da raddrizzare;

3) occorre pure evitare la rapida disintegrazione del filamento che nei diodi a gas è provocata sopratutto dal bombardamento del catodo da parte degli ioni positivi.

36. - Effetto del gas.

L'effetto dell'introduzione di un gas nell'interno del bulbo di un diodo si può riassumere nel modo seguente.

---

[5] Nel caso di circuiti polifasi tale d. d. p. è anche più grande del valore massimo della tensione alternativa applicata e coll'aumentare del numero delle fasi tende al doppio di tale valore massimo.

Gli elettroni « primari », emessi dal catodo, provocano la ionizzazione del gas. Tale ionizzazione però non si manifesta nelle immediate vicinanze della superficie del catodo perchè ivi gli elettroni non hanno velocità sufficiente per provocarla. Si ha quindi attorno al catodo una « guaina » ove la carica spaziale negativa dà origine ad una distribuzione di potenziale analoga a quella studiata nel caso del diodo a vuoto spinto (v. figg. 14 e 15). Tra la superficie del catodo e la superficie esterna della guaina si ha quindi una d. d. p. che ha pressapoco il valore della tensione di ionizzazione del gas. In questo punto gli elettroni hanno allora acquistato velocità sufficiente per provocare la ionizzazione. Il flusso della corrente anodica è, da questo punto in poi, fornito in parte dagli elettroni primari più veloci, in parte dagli elettroni « secondari » liberati dalla ionizzazione. Gli ioni positivi invece, sotto l'azione del campo, si spostano verso il filamento con velocità crescente. In seguito al fatto che la massa degli ioni è, rispetto a quella degli elettroni, molto maggiore, la velocità risulta molto minore e nel loro cammino parte di essi si incontrano con gli elettroni primari ancora lenti e ricostruiscono così la molecola neutra. Altri ioni invece riescono a raggiungere il filamento ove l'energia cinetica da essi posseduta viene, nell'urto, trasformata in calore. Naturalmente il numero di elettroni che arriva alla placca è uguale al numero di elettroni che abbandona in via definitiva il filamento aumentato del numero di ioni che arriva su esso (si suppone che ciascun ione trasporti una sola carica). L'eccesso di elettroni che arriva sulla placca è fornito dalla ionizzazione.

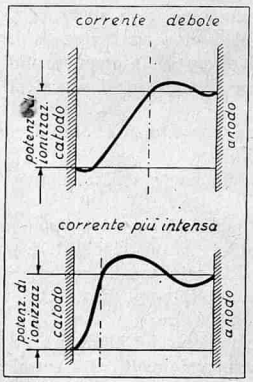


FIG. 36.
Distribuzione del campo elettrico fra gli elettrodi di un diodo a gas.

Oltre la superficie esterna della guaina il fenomeno non è ancora perfettamente conosciuto, comunque il potenziale rimane all'incirca costante. Il suo andamento è pressapoco quello indicato in fig. 36 per due regimi diversi di corrente anodica.

Tale comportamento è confermato dall'aspetto della caratteristica $i = f(v)$ del diodo tipo 83 a gas (vapore di mercurio) riportata in fig. 37, ove, per utile confronto, è riportata anche la caratteristica del diodo a vuoto spinto tipo 80 (caratteristica a tratti).

Il diodo a gas si può quindi immaginare come un diodo a vuoto la cui placca però è costituita dalla superficie esterna della guaina segnata in

fig. 36 con linea a punto e tratto. In tale punto infatti il potenziale è pressochè uguale a quello anodico. La distanza di questo elettrodo virtuale che sostituisce la placca è variabile col variare della corrente richiesta e diminuisce col crescere di essa in modo tale da mantenere costante e pari alla tensione di ionizzazione, la caduta di tensione interna.

Dalle [2] e [2''] del § 27, risulta che per due elettrodi cilindrici e coassiali il raggio r della guaina sarebbe dato da:

$$r = 1{,}47 \cdot 10^{-2} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{i} \quad (6) \qquad [9]$$

ove:

V = caduta di tensione interna in volt (costante).
i = corrente anodica per ogni cm assiale di elettrodi in mA/cm,
r = raggio della guaina in cm.

L'esistenza della guaina e le variazioni del suo spessore son rese visibili dal fatto che lo spazio fra la guaina e la placca, in seguito alla ionizzazione, diventa luminescente. Il fenomeno è molto chiaramente visibile specialmente per deboli valori della corrente anodica nel qual caso r risulta grande. Per correnti più intense il fenomeno risulta mascherato sia in seguito al diminuire dello spessore r della guaina sia anche perchè la luminescenza va estendendosi in tutto il tubo.

Poichè in questi diodi la caduta di tensione è quasi indipendentemente dalla corrente e costantemente uguale a V, la corrente resta limitata unicamente dal valore della resistenza esterna. Nel tracciare la caratteristica di tali diodi è necessario perciò inserire nel circuito anodico una resistenza variabile come è indicato in fig. 37.

La potenza perduta nell'interno dei tubi a gas è molto piccola. Inoltre, mentre

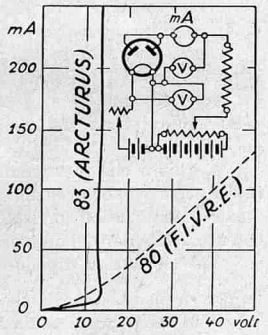


FIG. 37.
Caratteristica di un diodo a vapore di mercurio a confronto con quella (segnata a tratti) di un diodo a vuoto spinto.

(6) Così per es. se il gas introdotto ha una tensione di ionizzazione pari a circa 10,5 V (vapore di Hg) e la corrente emessa per ogni cm di filamento è di 50 mA = 0,05 A lo spessore della guaina risulta di circa 0,01 cm cioè di un decimo di millimetro mentre invece lo spessore della guaina diventa pari a circa 1 cm allorquando la corrente richiesta per ogni cm di filamento è di soli 0,5 mA.

la potenza perduta nei tubi a vuoto spinto si trasforma in calore, all'atto dell'urto degli elettroni, sulla placca, nei tubi a gas una parte non trascurabile della potenza si trasforma in calore sul catodo in seguito all'urto degli ioni positivi, riducendo così la potenza necessaria per il riscaldamento del catodo.

37. - Fenomeni di conduzione nei diodi a gas allorchè la placca è negativa.

Allorchè, seguendo il ciclo della tensione alternativa applicata, la tensione della placca si inverte, la ionizzazione dell'ambiente scompare immediatamente in seguito al processo di ricombinazione fra gli ioni positivi e gli elettroni. Ciò è indispensabile per il regolare funzionamento del diodo perchè altrimenti si stabilirebbe tra anodo e catodo una corrente elettrica che, in seguito all'inversione della tensione, risulterebbe di direzione contraria a quella finora considerata. Il diodo non avrebbe cioè più una conduttività solamente unilaterale. In realtà la ionizzazione scompare in maniera pressochè immediata; un tempo di 10^{-4} secondi è più che sufficiente per farla sparire completamente.

Tuttavia anche in assenza di ionizzazione preesistente, se la tensione invertita (placca negativa) assume valori troppo elevati, si può stabilire un arco tra anodo e catodo che, oltre a distruggere la dissimmetria della conduttività del tubo, può riuscire assai dannoso per la sua conservazione.

È chiaro che se vogliamo che la conduttività del diodo risulti unilaterale occorre che la tensione invertita durante il funzionamento non superi mai il valore critico corrispondente all'innesco di tale arco. Bisogna quindi cercare che questo potenziale di innesco sia il più elevato possibile.

Tale potenziale dipende dai seguenti fattori:

1) distanza degli elettrodi;
2) tensione di ionizzazione del gas;
3) pressione e temperatura del gas.

Esso cresce pressochè in proporzione con la distanza. Più complesso è invece l'effetto della pressione. La tensione d'innesco dell'arco in un gas rarefatto raggiunge un valore minimo in corrispondenza di una determinata pressione che è di circa 1/3 di mm di colonna barometrica di Hg. Ciò può essere giustificato ammettendo che in corrispondenza di questa pressione la ionizzazione è massima. Allorchè la pressione è maggiore diminuisce il libero percorso medio degli elettroni e quindi è necessario un campo acce-

leratore più grande affinchè, nel percorso più breve, gli elettroni raggiungano la velocità sufficiente per la ionizzazione. Quando invece la pressione è più piccola la ionizzazione è minore perchè in seguito alla rarefazione delle molecole diminuisce la probabilità di collisione.

L'andamento del potenziale di innesco, per una distanza interelettrodica costante, in funzione della pressione interna è rappresentato in fig. 38.

La temperatura ha un'azione piuttosto indiretta sulla tensione di innesco in quanto da essa dipende il valore della pressione interna del tubo.

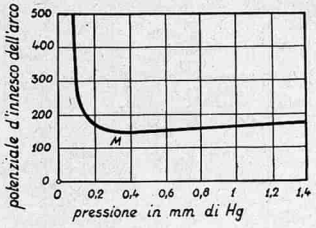


FIG. 38.
Rigidità dielettrica di un gas in funzione della sua pressione.

38. - Tubi a gas poco o molto rarefatto.

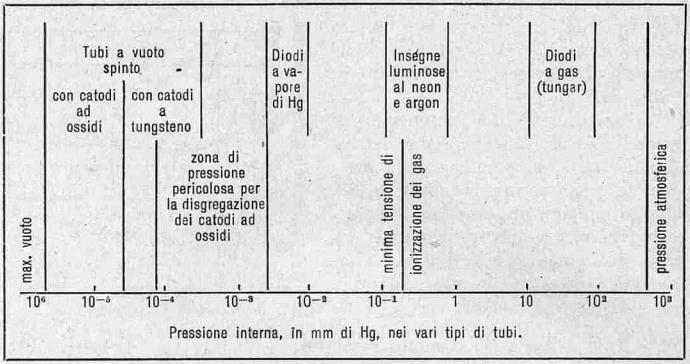
Per ottenere che il potenziale di innesco sia elevato, occorre che la pressione interna sia lontana da quella corrispondente al punto M (fig. 38). Perciò, o la pressione è notevolmente più elevata, oppure essa è assai più bassa.

I diodi a pressione più elevata usano in generale un gas raro, di solito l'argon, e vengono per questo chiamati *tungar* (*tung*-steno, *ar*-gon). L'argon presenta il vantaggio di avere una piccola tensione di ionizzazione e di essere chimicamente inattivo. La pressione del gas è di qualche diecina di mm di Hg, tuttavia la tensione inversa ammissibile non risulta molto elevata; essa è infatti dell'ordine di un centinaio di volt.

Una tensione di innesco assai più elevata si ottiene invece riducendo a valori molto piccoli la pressione. Essa tuttavia non può essere abbassata oltre certi limiti perchè altrimenti la ionizzazione risulta insufficiente per compensare l'effetto della carica spaziale negativa. Allora la caduta di tensione interna aumenta e ciò è dannoso, oltre che per il fatto in se stesso, anche perchè gli ioni positivi cadono sul filamento con velocità così rilevanti da disgregarne la superficie. Si ha quindi che, mentre piccolissime tracce di gas possono risultare molto dannose per la conservazione dei filamenti ad ossidi, allorquando la pressione superi un certo valore, che è dell'ordine di qualche millesimo di mm Hg, tale pericolo non esiste più.

La pressione interna è pertanto assai diversa nei tubi elettronici di vario tipo. La tabella V riassume quanto è stato detto in proposito assegnando per ciascun tipo di tubo il campo di pressione interessato.

TABELLA V.



La pressione nei tubi a gas molto rarefatto deve quindi essere compresa entro un ristretto intervallo. Ora, soltanto dalla possibilità di regolare e mantenere per lungo tempo la pressione nel tubo entro la ristretta banda di buon funzionamento dipende il buon esito industriale del tubo. Ciò è assai difficile da ottenere con un gas, il cui impiego è limitato ai diodi a pressione maggiore di quella corrispondente al punto *M*. È invece possibile controllare con precisione la pressione del *vapore di mercurio* che risulta funzione della temperatura centigrada con legge nota e rappresentata in scala logaritmica in fig. 39. Fra i gas e vapori presi in esame il vapore di mercurio è quello che presenta le condizioni più favorevoli, sia perchè alle temperature ordinarie ($20° \div 60°$) la pressione del vapore saturo è compresa nella banda di migliore funzionamento (1 a 30 μm di Hg), sia perchè la tensione di ionizzazione del mercurio è molto bassa (10,4 volt).

La fig. 40 mostra la dipendenza della caduta di tensione e della tensione inversa di scarica dalla temperatura del mercurio per un grosso modello di tali tipi di diodi.

Poichè le poche gocce di mercurio che sono introdotte nel tubo si depositano in parte sulle pareti dell'ampolla, esse assumono la temperatura di queste che sono dimensionate in modo da assumere, a loro volta, una temperatura di circa $15° \div 20°$ superiore a quella ambiente. Perciò la fig. 40 che è riferita alla temperatura dell'ampolla risulterebbe invece riferita alla temperatura ambiente se i numeri scritti sulle ascisse venissero diminuiti di 15 o 20 unità.

In seguito alla possibilità di raddrizzare tensioni molto elevate con una caduta di tensione molto piccola questi diodi hanno un rendimento molto grande e pur dovendo evitare che essi si riscaldino oltre i $15^{\circ} \div 20^{\circ}$

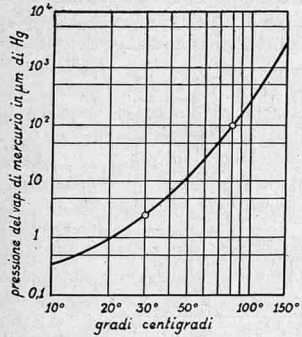


FIG. 39.
Pressione del vapore di mercurio in funzione della temperatura

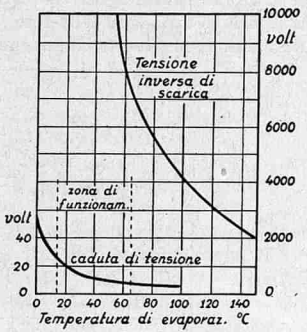


FIG. 40.
Caduta di tensione (scala di sinistra) e tensione inversa di scarica (scala di destra) per un diodo a vapore di mercurio.

sopra la temperatura ambiente, le loro dimensioni, in relazione con la potenza che sono capaci di erogare, sono ridottissime.

39. - Catodi per tubi a gas.

Per i tubi a gas esiste ancora un'altra causa di maggior rendimento, rispetto ai tubi a vuoto spinto, che risiede nella minore spesa di energia necessaria per il filamento. Ciò è dovuto a due differenti ragioni. La prima, già esaminata, dipende dal fatto che parte dell'energia perduta nell'interno del tubo in seguito alla caduta di tensione interna, si trasforma in calore sulla superficie del catodo per effetto del bombardamento ionico. La seconda, molto importante specialmente per i diodi di grande potenza, è dovuta all'esistenza della guaina la quale avvolge il catodo, qualunque sia la sua forma, creando così un anodo virtuale la cui conformazione si adatta a quella del catodo. Ciò permette di dare a quest'ultimo un grande sviluppo in superficie e una forma adatta a ridurre notevolmente l'irradiazione di calore, quindi di aumentare notevolmente il rendimento catodico.

La fig. 41 rappresenta tre tipi caratteristici di catodi. Il tipo (*c*) è quello più usato nei diodi a vapore di mercurio di grande potenza. Esso è costituito da un filamento riscaldatore centrale che può essere acceso sia con corrente continua sia con corrente alternata ed eventualmente anche alla tensione ordinaria della rete (110 ÷ 160 V). Tale filamento è rivestito di un materiale refrattario (magnesiaco) di grande isolamento elettrico, at-

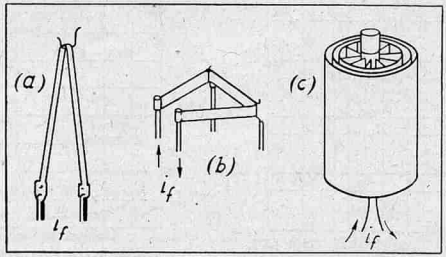


FIG. 41.
Diversi tipi di catodi per diodi a vapore di mercurio: *a*) per piccole potenze; *b*) per medie potenze; *c*) per grandi potenze.

torno al quale è disposto un cilindretto di nichel munito di alette radiali pure di nichel, sulle quali è depositato lo strato di ossidi di bario e stronzio che provvede all'emissione. Il catodo così costituito è circondato da due cilindri concentrici di nichel a superficie interna speculare che servono come isolanti termici. Con questo tipo di catodi si ottiene una emissione specifica dell'ordine di 1 A/W cioè circa 10 volte maggiore di quella ottenuta nei tubi a vuoto spinto con filamenti ad ossidi riscaldati indirettamente. Nei tipi rappresentati in fig. 41 (*a*) e (*b*) l'impiego di un nastro invece di un filamento, permette di ridurre notevolmente la tensione necessaria per l'accensione in modo che la caduta fra l'estremità positiva del catodo e la placca non risulti molto diversa dalla caduta fra l'estremità negativa e la placca. Ciò per evitare un deterioramento localizzato nell'estremità negativa ove tale caduta di tensione è maggiore.

40. - Impiego e rendimento dei diodi a gas.

L'impiego dei tungar è limitato alle deboli tensioni da raddrizzare con intensità abbastanza elevate, dell'ordine dell'ampere. Essi sono usati soprattutto per la carica degli accumulatori. Per tensioni più elevate e

deboli correnti sono convenienti i diodi a vuoto spinto che del resto riescono, come i primi, di manutenzione facile e di funzionamento sicuro. Allorquando però la potenza in gioco risulti piuttosto grande, in modo che il rendimento del processo di raddrizzamento abbia notevole importanza, conviene ricorrere ai diodi a vapori di mercurio sebbene questi ultimi richiedano molte cure per ottenere un funzionamento perfetto ed una lunga durata.

Il rendimento di tali diodi, per le ragioni sopra esposte, riesce elevatissimo. Si costruiscono modelli capaci di sopportare una tensione invertita di 20000 V e 20 A di carico di punta. In tali condizioni il rendimento complessivo può superare il 99 %. Anche la durata può essere molto grande, purchè però il tubo sia fatto funzionare con estrema cura. Tali cure consistono nell'impedire che la pressione interna possa uscire dall'intevallo di buon funzionamento. Occorre perciò, prima di applicare all'anodo la tensione, mantenere il filamento acceso per alcuni minuti in modo che il diodo si porti alla temperatura di regime. Inoltre il filamento deve venire riscaldato esattamente alla temperatura prescritta; una diminuzione compromette la durata del tubo perchè, diventando insufficiente l'emissione, la caduta di tensione interna può aumentare oltre la tensione di disintegrazione del filamento, mentre un aumento riduce la vita del filamento.

Infine la corrente di punta deve essere, per ovvie ragioni, limitata al valore prescritto. Per raggiungere questo scopo è conveniente impiegare, per lo spianamento della corrente, un *filtro in serie* cioè con *induttanza di entrata* come è indicato in fig. 42, invece di un *filtro in parallelo* cioè con *condensatore di entrata* quali son quelli di fig. 32. Tale circuito richiede infatti al diodo una corrente che ha un valore massimo poco più elevato del valore medio. Invece con un filtro come quello di fig. 32, specialmente nel caso dei diodi a vapori di mercurio, per i quali la corrente non rimane limitata dal valore della corrente di saturazione, si hanno delle punte molto grandi rispetto al valore medio della corrente nel circuito di utilizzazione. In tal modo il diodo viene notevolmente sollecitato anche con correnti medie relativamente ridotte. Perciò con tale filtro l'utilizzazione del diodo risulterebbe bassa. Ciò è evitato col filtro di fig. 42.

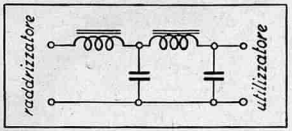


FIG. 42.

Filtro di spianamento con ingresso su induttanza adatto per i circuiti facenti uso di diodi a vapore di mercurio.

CAPITOLO III

TUBI A TRE ELETTRODI

A) Studio del funzionamento del triodo.

41. - Descrizione sommaria del triodo.

Il triodo ha, oltre al catodo, del tipo a riscaldamento diretto o indiretto, e all'anodo, un terzo elettrodo, chiamato *griglia*, interposto fra i primi due. Una volta si usava generalmente il filamento rettilineo acceso direttamente, e la griglia era costituita da una spirale cilindrica di filo di nichel coassiale col filamento e con la placca anch'essa cilindrica (v. fig. 43). Successivamente, coi filamenti ad ossidi, ancora ad accensione diretta, per ottenere una maggiore emissione, il filamento è stato allungato dando ad esso una forma ad M; in seguito a ciò anche gli altri elettrodi hanno perduto la loro primitiva forma cilindrica per raccogliersi, appiattendosi, attorno al

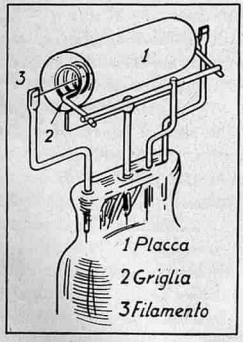


FIG. 43.
Triodo ad elettrodi cilindrici ed accensione diretta.

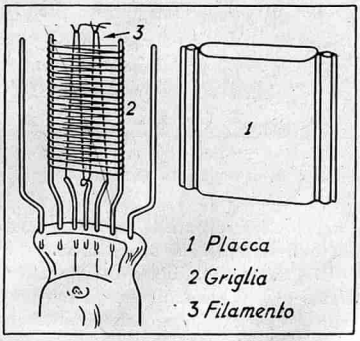


FIG. 44.
Triodo ad elettrodi appiattiti ed accensione diretta. La placca è supposta smontata.

filamento come è indicato in fig. 44. Oggi coll'impiego di catodi a riscaldamento indiretto si è tornati nuovamente alla forma cilindrica, però di solito ad asse verticale invece che orizzontale.

Gli elettrodi sono contenuti in un bulbo generalmente di vetro [1] nel quale è praticato il vuoto più spinto che gli attuali mezzi permettono di fare. Il bulbo è fissato, mediante un mastice, ad uno zoccolo isolante che porta i quattro (o cinque nel caso di catodo riscaldato indirettamente) terminali comunemente costituiti da altrettante spine disposte in modo da entrare nelle sedi di adatto zoccolo porta-valvola che viene montato nell'apparecchio. Le spine sono disposte in modo tale che la valvola può essere introdotta nel relativo zoccolo in una sola posizione.

42. - Circuiti del triodo.

Nel triodo sono da considerare tre circuiti: 1) il *circuito di griglia*; 2) *il circuito di placca o anodico*; 3) *il circuito per il riscaldamento del catodo* il quale ultimo può essere a riscaldamento diretto (v. fig. 45 *a*) oppure a riscaldamento indiretto (v. fig. 45 *b*). I circuiti di griglia e anodico si chiudono naturalmente sul catodo al quale vengono riferiti tutti i potenziali. Nel caso di catodi accesi direttamente i *potenziali vengono riferiti al polo negativo del filamento.*

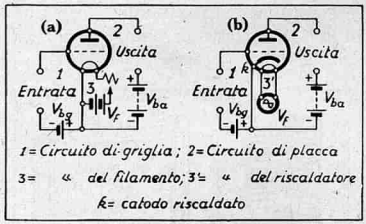


Fig. 45.
Circuiti elementari del triodo.

Nel circuito di griglia è comunemente inserita una batteria od una sorgente di *tensione costante* V_{bg}, relativamente piccola, che rivolge il *negativo verso la griglia.* Tale circuito costituisce inoltre il *circuito di entrata* in quanto in esso viene applicata la tensione alternativa che il triodo dovrà trasformare (ingrandendola o deformandola opportunamente secondo i casi).

Nel circuito anodico è inserita una batteria od altra sorgente di *tensione costante* V_{ba}, normalmente assai più grande di V_{bg}, che rivolge il *positivo verso la placca.* Tale circuito costituisce inoltre il *circuito di uscita*

[1] Sono entrati in uso, e specialmente in America si sono andati generalizzando, anche per i tipi di ricezione, i tubi con involucro metallico (v. figg. 92 e 93).

in quanto in esso viene raccolta, all'estremità di una impedenza posta in serie nel circuito, la tensione alternativa trasformata dal triodo (cioè quella di ingresso nel circuito di griglia ma ingrandita od opportunamente deformata).

Nel circuito del filamento è inserita una sorgente di f. e. m. che ha l'ufficio di provvedere l'energia necessaria al riscaldamento del catodo e che, allorquando il riscaldamento sia indiretto, può essere anche alternativa.

43. - Funzionamento del triodo.

Quando la temperatura del filamento è mantenuta al valore normale, si è visto che in un diodo la corrente di placca dipende unicamente dalla tensione di essa, purchè questa rimanga minore della tensione di saturazione.

In un triodo invece è chiaro che la corrente che scorre nel circuito di placca dipende, oltre che dalla tensione della placca, anche dalla tensione della griglia. E poichè la griglia è più vicina alla sorgente di elettroni di quanto non lo sia la placca, l'effetto del potenziale di griglia sarà più notevole di quello di placca. Così sarà possibile far variare la corrente anodica cambiando il potenziale della griglia. Saranno allora sufficienti cambiamenti di quest'ultimo assai più piccoli di quelli da assegnare al potenziale di placca per ottenere le stesse variazioni della corrente anodica.

È anche possibile, rendendo sufficientemente negativa la griglia, annullare la corrente anodica anche se il potenziale di placca è positivo. Quanto più è elevato il potenziale di placca, tanto più negativa deve essere la griglia per ottenere che la corrente di placca si annulli. La tensione di griglia, che per un certo potenziale di placca annulla la corrente anodica, si chiamerà *potenziale di griglia di interdizione* corrispondente a quel potenziale di placca.

La griglia ha quindi l'ufficio di controllare il numero di elettroni che dal filamento vanno alla placca.

Quando la griglia è positiva anch'essa raccoglie piccola parte degli elettroni emessi dal filamento, e così nel circuito si ha una *corrente di griglia*, che non esiste allorchè il potenziale di essa è negativo.

Quando i potenziali di placca e griglia sono sufficientemente elevati tutti gli elettroni emessi dalla sorgente sono raccolti: parte dalla placca e parte dalla griglia. La corrente totale di placca e griglia sarà la *corrente di saturazione* corrispondente alla temperatura a cui è portato il filamento. Il potenziale a cui è necessario portare la griglia per una determinata tensione di placca onde avere la corrente di saturazione si chiamerà *potenziale di griglia di saturazione* corrispondente a quella tensione anodica.

44. - Campo elettrico fra gli elettrodi di un triodo cilindrico.

Il campo elettrico fra gli elettrodi di un triodo cilindrico è, per la simmetria del sistema, eguale in tutti i piani meridiani. Esso è disegnato in fig. 46 per quattro condizioni diverse del potenziale di griglia.

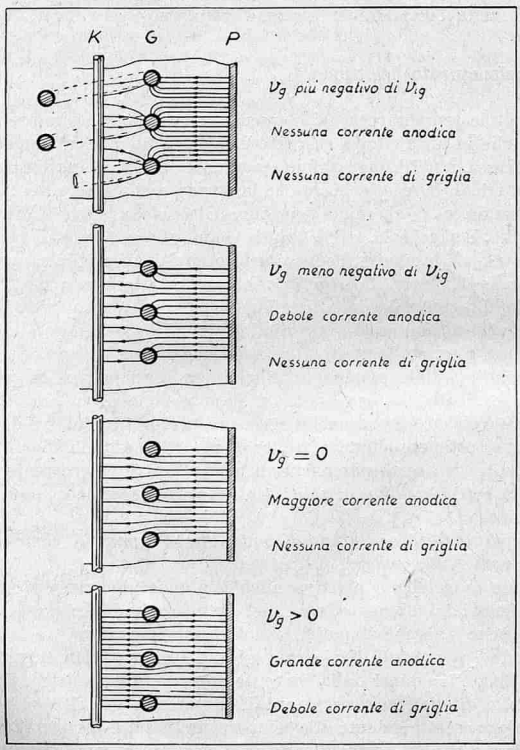


FIG. 46.
Andamento delle linee di forza del campo elettrico fra gli elettrodi di un triodo cilindrico per quattro diversi valori del potenziale assegnato alla griglia.

Poichè gli elettroni si spostano percorrendo a ritroso le linee di forza e dato che solo il filamento è sorgente di elettroni, nel primo caso nessuno degli elettroni emessi viene raccolto, nè dalla placca, nè dalla griglia, perchè nessuna linea di forza arriva sul filamento.

Nel secondo caso invece la griglia è meno negativa del potenziale di interdizione, perciò alcune linee di forza raggiungono il filamento e si ha una debole corrente anodica.

Nel terzo caso la griglia è supposta a potenziale zero e la corrente anodica è maggiore.

In fine nel quarto caso anche la griglia è positiva, anche da essa partono linee di forza che raggiungono il filamento, perciò nel circuito circola corrente, mentre la corrente anodica è assai cresciuta.

È da osservare che, come nel diodo, le traiettorie degli elettroni in prossimità del filamento sono diverse dalle linee di forza perchè gli elettroni non si muovono unicamente sotto l'azione delle forze del campo ma anche sotto l'azione della forza di inerzia dato che escono dal filamento con velocità talora notevole.

Si noti ancora che se il filamento è acceso direttamente esso non è equipotenziale e quindi il campo cambia pure spostandosi assialmente.

45. - Potenziale globale e coefficiente di amplificazione.

Il campo creato attorno al catodo dall'azione combinata del potenziale v_g assegnato alla griglia e di quello v_a assegnato alla placca di un triodo, può anche essere pensato come prodotto dal potenziale v assegnato alla placca di un diodo che, per quanto riguarda la totale corrente i_k, emessa dal catodo, può essere ritenuto equivalente al triodo considerato (v. fig. 47).

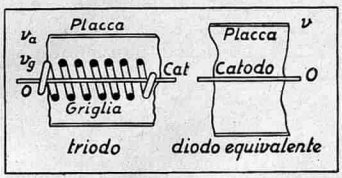


FIG. 47.
Triodo cilindrico e diodo equivalente nei riguardi dell'emissione ottenuta dal filamento.

Ci proponiamo di trovare, trascurando per ora l'effetto della carica spaziale, il valore del potenziale v da assegnare alla placca del diodo per ottenere, presso il suo filamento, il medesimo campo che si ha presso al filamento del triodo.

Riguardando i due sistemi come condensatori, essi si dovranno ritenere equivalenti quando la carica totale indotta sul catodo è uguale nei

due casi, cioè quando la carica complessiva posseduta dalla griglia e dalla placca del triodo è uguale a quella posseduta dalla placca del diodo equivalente, ossia allorchè:

$$C_{kg}\, v_g + C_{ka}\, v_a = C_{kp}\, v \ ,$$

da cui:

$$v = \frac{C_{ka}}{C_{kp}} \left(v_a + \frac{C_{kg}}{C_{ka}}\, v_g \right) ,$$

ove:

C_{ka} = capacità filamento placca del triodo,
C_{kg} = capacità filamento griglia del triodo,
C_{kp} = capacità filamento placca del diodo equivalente.

Si può scegliere la distanza d fra filamento e placca del diodo equivalente in modo che $C_{kp} = C_{ka}$; allora:

$$v = v_a + \frac{C_{kg}}{C_{ka}}\, v_g \ . \qquad [1]$$

Perciò, allorchè la distanza d sia scelta in modo che $C_{kp} = C_{ka}$, il potenziale da somministrare alla placca del diodo equivalente affinchè si abbia la medesima corrente di emissione che si ha nel triodo, è uguale al potenziale anodico del triodo, aumentato del potenziale di griglia moltiplicato per il fattore:

$$\mu_e = \frac{C_{kg}}{C_{ka}} \ , \qquad [2]$$

che chiameremo *coefficiente di amplificazione* del triodo. Il potenziale v si chiamerà invece *potenziale globale* del triodo.

In seguito alla disposizione degli elettrodi è ovvio che si avrà: $C_{kg} > C_{ka}$ ossia:

$$\mu_e = \frac{C_{kg}}{C_{ka}} > 1 \ .$$

Al simbolo del coefficiente di amplificazione s'è aggiunto l'indice e per indicare che esso, secondo l'espressione [2], è quello che risulta dalle considerazioni elettrostatiche svolte, che prescindono dall'effetto della carica spaziale.

La presenza della carica spaziale non altera grandemente i risultati ottenuti. L'esperienza conferma infatti che, nel campo dei potenziali di

griglia negativi o poco positivi ove normalmente la valvola funziona, con buona approssimazione l'effetto del potenziale di griglia è *costantemente* μ volte più grande dell'effetto del potenziale di placca, dove μ è un coefficiente lievemente diverso da μ_e ma ancora *costante*. Il potenziale globale v sarà allora:

$$v = v_a + \mu v_g$$

e la corrente totale i_k emessa dal catodo, la quale si suddivide nella corrente anodica i_a e nella corrente di griglia i_g nel modo che esamineremo, è funzione unicamente del potenziale globale v secondo le leggi studiate nel capitolo precedente. La caratteristica globale del triodo che si può scrivere genericamente così:

$$i_k = i_a + i_g = f(v) = f(v_a + \mu v_g) \ , \qquad [3]$$

ha quindi l'andamento di fig. 48.

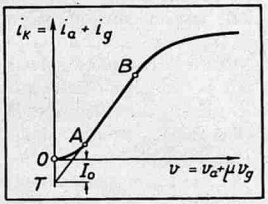


FIG. 48.
Caratteristica globale di un triodo.

In condizioni normali il funzionamento si mantiene lontano dalla condizione di saturazione cioè con potenziali globali minori di quello corrispondente al punto B. Inoltre assai di frequente la griglia ha potenziale sempre negativo nel qual caso è $i_g = 0$ ossia $i_a = i_k$. Tutta la corrente emessa circola nel circuito anodico. Vi è infine da osservare che la caratteristica comprende un lungo tratto AB quasi rettilineo entro al quale viene spesso limitato il funzionamento del triodo e che il prolungamento di tale tratto interseca l'asse delle ordinate nel punto T di ordinata negativa I_o.

46. - Altro significato del coefficiente d'amplificazione.

Allorchè il potenziale di griglia aumenta p. es. di 1 volt il potenziale globale v risulta aumentato di μ volt ed occorre diminuire di μ volt il potenziale anodico per ritornare al valore primitivo di v. Si può perciò variare v_a della quantità Δv_a e v_g della quantità Δv_g mantenendo inalterato v e quindi anche i_k ; basta infatti che le variazioni Δv_a e Δv_g , soddisfino alla condizione:

$$\Delta v_a + \mu \Delta v_g = 0 \ ; \qquad [4]$$

da questa si ricava la seguente espressione di μ:

$$\mu = -\frac{\Delta v_a}{\Delta v_g} . \qquad [4']$$

Gli incrementi Δv_a e Δv_g sono da scegliere in modo da mantenere *inalterata la corrente totale*, cioè di segno contrario. Perciò μ risulta positivo e comunemente la [4'] si scrive senza il segno meno.

47. - Caratteristiche del triodo.

Considereremo ancora in un primo tempo la corrente totale i_k la quale risulta funzione di v ossia contemporaneamente delle due variabili v_a e v_g secondo la [3]. Ne segue che essa può essere rappresentata in maniera completa solo in un sistema di tre assi cartesiani nello spazio (uno per ciascuno delle variabili i_k, v_a, v_g) da una *superficie caratteristica* di cui ciascun punto è individuato dalle tre coordinate ossia dai tre valori di i_k, v_a, v_g, dei quali il primo si può considerare come funzione degli altri due.

Tale rappresentazione però non è pratica, perciò si preferisce mantenere fisso ad un valore noto una qualunque delle variabili e rappresentare l'andamento di un'altra in funzione della terza. Per esempio si può rappresentare come varia i_k in funzione di v_g per v_a costante.

Si avrà naturalmente una caratteristica per ciascun valore prefissato per v_a e tali caratteristiche avranno tutte un andamento perfettamente simile a quello di fig. 48 però con una scala dei potenziali μ volte più piccola giacchè le variazioni di v sono determinate dalle variazioni di v_g. Inoltre in due caratteristiche relative a due valori di v_a che differiscano fra di loro della quantità Δv_a si ha il medesimo valore della corrente i_k allorchè il potenziale globale rimanga inalterato, ossia quando è verificata la [4]. Da ciò segue che la seconda caratteristica deve riuscire parallela alla prima e disposta ad una distanza da essa, data da:

$$\Delta v_g = -\frac{\Delta v_a}{\mu} ,$$

come è indicato nella fig. 49 *a*. Se ciò si verifica sperimentalmente si ha la conferma che μ è costante.

Si possono anche tracciare le caratteristiche $i_k = f(v_a)$ per v_g = costante (v. fig. 49 *b*). Anche queste avranno necessariamente un andamento simile alla caratteristica di fig. 48; infatti ora il potenziale globale v viene aumentato per mezzo dell'aumento di v_a. In conseguenza della [4] le

caratteristiche per due diversi valori di v_g che differiscano di Δv_g sono parallele e distanti di:

$$\Delta v_a = -\mu \Delta v_g .$$

Naturalmente le due famiglie di caratteristiche non sono indipendenti fra loro bensì da una di esse (purchè abbastanza numerosa) si può ricavare l'altra in modo ovvio. È perciò che le figg. 49*a* e 49*b* sono state disegnate

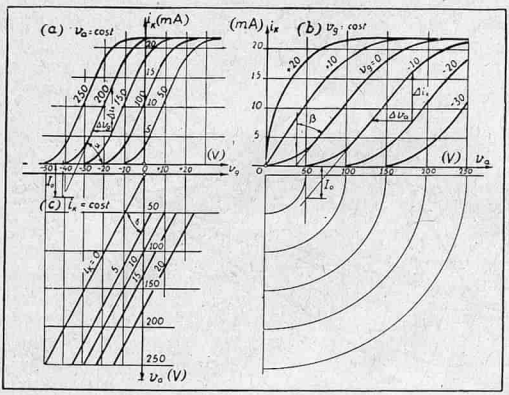


FIG. 49.

Le tre famiglie di curve caratteristiche che si possono tracciare di un triodo sono naturalmente fra loro dipendenti come si rileva dalla figura: *a*) caratteristiche mutue; *b*) caratteristiche anodiche; *c*) caratteristiche a corrente costante.

a fianco in modo che il loro esame rende manifesta questa dipendenza, la quale, in ultima analisi, è conseguenza del fatto che ciascuna famiglia di caratteristiche rappresenta sempre la stessa funzione [3], ossia si può interpretare come una rappresentazione a linee di livello della superficie caratteristica. Quest'ultima è rappresentata in prospettiva nella fig. 50 che si riferisce alle medesime caratteristiche di fig. 49 però per tensioni anodiche fino a 150 volt solamente.

Ciascuna delle caratteristiche (i_k , v_g) (fig. 49*a*) si può immaginare ottenuta proiettando sul piano del disegno (i_k , v_g) la linea di intersezione della superficie con un piano normale all'asse v_a per il quale si ha quindi

v_a = cost. = al valore di v_a relativo alla caratteristica considerata. Queste caratteristiche si chiamano: *caratteristiche mutue.*

Analogamente le caratteristiche (i_k, v_a) (fig. 49*b*) sono le proiezioni ortogonali, sul relativo piano coordinato, delle intersezioni della superficie caratteristica con i piani v_g = cost. esse si chiamano: *caratteristiche ano-*

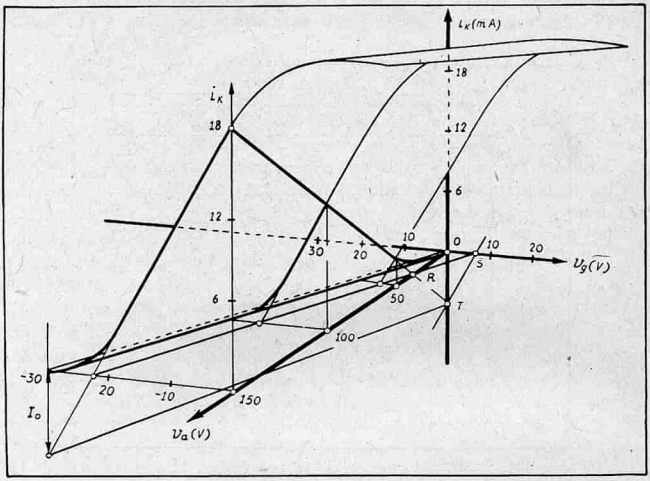


FIG. 50.
Rappresentazione prospettica della superficie caratteristica di un triodo.

diche. Infine una terza famiglia di curve caratteristiche può essere ottenuta proiettando sul piano (v_g, v_a) le intersezioni della superficie caratteristica con i piani i_k = cost.. Tali caratteristiche, che sono rappresentate in fig. 49*c*, presentano generalmente scarso interesse.

48. - Suddivisione della corrente fra griglia e placca.

Come già è stato detto al § 43, finchè la griglia è negativa, sempre supponendo che il vuoto nell'ampolla sia molto spinto, la corrente di griglia

è trascurabile, perciò tutta la corrente i_k viene raccolta dalla placca e si ha:

$$\text{per } v_g < 0 : \qquad i_g = 0 \ , \quad i_a = i_k \ .$$

Quando invece la griglia è positiva vi è anche una corrente di griglia e perciò:

$$\text{per } v_g > 0 : \qquad i_g > 0 \ , \quad i_a = i_k - i_g \ .$$

Inoltre la corrente di griglia dovrebbe seguire un andamento simile a quello dettato dalla legge di Langmuir e Child. Tale andamento però, per valori della tensione di griglia un po' elevati, è perturbato dai fenomeni dell'emissione secondaria.

Per quanto riguarda l'intensità della corrente di griglia in relazione a quella anodica è naturale che essa dipende soprattutto dal rapporto fra la distanza dei fili di griglia e il loro diametro, ossia fra vuoto e pieno sulla superficie della griglia.

Infine il valore assegnato al potenziale anodico produce due effetti contrari sul valore della corrente di griglia, cioè un aumento della tensione di placca produce: 1) un aumento del potenziale globale perciò anche un aumento della corrente complessiva i_k, se non si è ancora raggiunta la saturazione e quindi anche un aumento di i_g ; 2) un aumento della velocità degli elettroni che perciò più difficilmente possono venire trattenuti dalla griglia. Generalmente questo secondo fenomeno è prevalente e per valori di griglia abbastanza elevati interviene da solo giacchè si raggiunge la saturazione, quindi normalmente la corrente di griglia è minore allorchè i potenziali di placca sono maggiori. Tuttavia talora anche il primo effetto si rende manifesto ed allora le caratteristiche si intrecciano come è indicato in fig. 51.

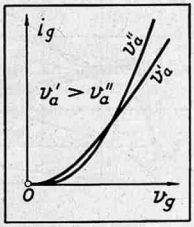


FIG. 51.
Caratteristiche di griglia per due diversi valori di tensione anodica.

49. - Effetto delle emissioni secondarie.

L'andamento completo delle caratteristiche, anche per potenziali di griglia notevolmente positivi si può esaminare nelle figg. 52*a* e *b*. In esse, per valori elevati della tensione di griglia, si nota un comportamento anormale. Per il triodo considerato ciò avviene allorchè $v_g > 20$ volt . Tale

comportamento è dovuto ai fenomeni di emissione secondaria. Allorquando v_g è maggiore di circa 20 V gli elettroni giungono sulla griglia con velocità così elevate da provocare ivi una violenta emissione secondaria. Gli elet-

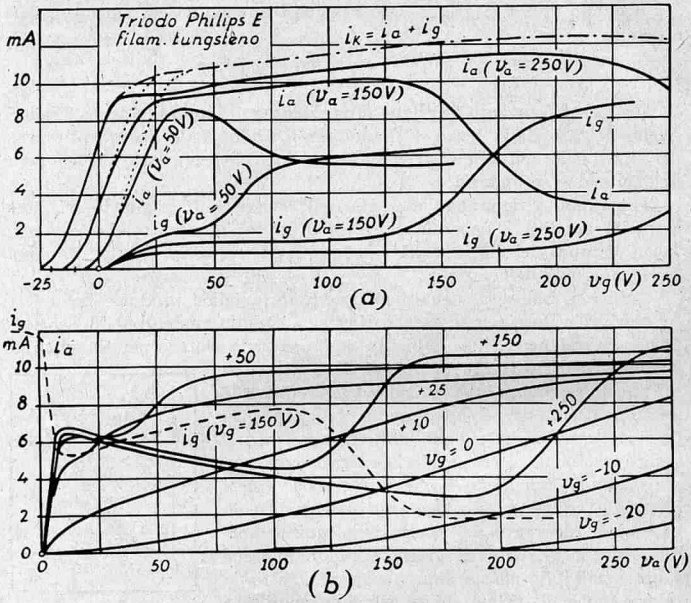


FIG. 52.

Caratteristiche di un triodo estese anche nelle regioni corrispondenti a tensioni di griglia notevolmente positive: *a*) caratteristiche mutue; *b*) caratteristiche anodiche.

troni emessi dalla griglia vengono raccolti dalla placca giacchè questa è tuttora a potenziale notevolmente più elevato di quello di griglia. Perciò i_g non solo non aumenta più al crescere di v_g ma addirittura diminuisce (v. caratteristiche (i_g, v_g) per $v_a = 250$ V nella fig. 52 *a*) (2).

(2) In casi eccezionali i_g può scendere al disotto dello zero; ciò equivale a dire che la corrente di griglia si inverte, ossia è maggiore il numero di elettroni liberati per effetto dell'urto degli elettroni primari, che abbandonano la griglia, del numero di quelli che vi arrivano.

Ciò si verifica finchè la tensione della griglia non sia troppo vicina a quella di placca altrimenti gli elettroni secondari emessi dalla griglia ritornano a ricadere su essa.

Finalmente quando la griglia ha un potenziale maggiore di quello della placca si ha una grande corrente di griglia e una piccola corrente di placca; una parte della corrente della griglia è pure dovuta agli elettroni secondari emessi dalla placca che, mentre prima ricadevano sulla placca stessa giacchè essa era l'elettrodo a potenziale più elevato, ora invece vengono in parte raccolti dalla griglia.

L'effetto delle emissioni secondarie sulle *caratteristiche anodiche* [ossia le caratteristiche (i_a, v_a)] è visibile in fig. 52*b* ove le caratteristiche per potenziali di griglia negativi seguono l'andamento indicato in fig. 49*b*. Invece per potenziali di griglia notevolmente positivi all'aumentare di v_a si ha dapprima un rapido aumento della corrente anodica, poi, non appena questa abbia raggiunto un valore abbastanza elevato, sulla placca si manifesta una forte emissione secondaria la quale va ad incrementare la corrente di griglia e fa perciò diminuire la corrente i_a. Ciò si verifica finchè la tensione di placca è minore di quella della griglia. Per valori di v_a prossimi a v_g si ha un rapido aumento di i_a fino a raggiungere un valore pressochè costante al crescere di v_a.

Nel grafico, per chiarezza di rappresentazione, non sono indicate tutte le caratteristiche di griglia. Queste però, allorchè sia $v_g >> 0$, si possono ricavare facilmente ricordando che, se $v_g >> 0$, il potenziale globale è molto elevato non solo per valori positivi ma anche per valori negativi, non esageratamente elevati, di v_a; perciò la corrente di emissione è uguale alla corrente di saturazione i_s emessa dal filamento; quindi:

$$\text{per } v_g >> 0 : \qquad i_g = i_s - i_a .$$

Ciò si verifica perfettamente per la caratteristica tratteggiata in fig. 52*b*, che è stata rilevata sperimentalmente.

Questo fenomeno di deformazione delle caratteristiche anodiche ha molta importanza perchè si incontrerà nuovamente trattando delle valvole a quattro elettrodi. Esso però non interviene durante il normale funzionamento del triodo perchè, come si è già avvertito, *il triodo funziona in generale con tensioni di griglia negative o tutt'al più, poco positive.*

50. - Coefficienti caratteristici del triodo.

a) *Il coefficiente di amplificazione* μ è già stato definito nei paragrafi 45 e 46. Riportiamo l'espressione [4']:

$$\mu = \frac{\Delta v_a}{\Delta v_g} \qquad [4']$$

e ripetiamo che gli incrementi Δv_a e Δv_g vanno scelti in modo da mantenere inalterata la corrente totale ossia, giacchè nelle condizioni di normale funzionamento $i_g = 0$, in modo da mantenere costante i_a.

b) *La resistenza differenziale interna* R_a (anodica) è definita dal rapporto:

$$R_a = \frac{\Delta v_a}{\Delta i_a}, \qquad [5]$$

ove Δv_a ed il corrispondente Δi_a sono scelti su una caratteristica anodica, ossia senza cambiare il potenziale di griglia. Inoltre tali incrementi devono essere sufficientemente piccoli in modo che si possa ritenere che il tratto di caratteristica interessato sia rettilineo.

c) *La conduttanza mutua* S *o pendenza* [delle caratteristiche mutue (i_a, v_g)] è definita dal rapporto:

$$S = \frac{\Delta i_a}{\Delta v_g}, \qquad [6]$$

ove Δv_g ed il corrispondente Δi_a devono essere scelti su una caratteristica mutua ossia senza cambiare il potenziale anodico. Inoltre essi devono essere sufficientemente piccoli in modo che si possa ritenere che il tratto di caratteristica interessato sia rettilineo.

Dalle relazioni sopra scritte si ha subito:

$$R_a \cdot S = \frac{\Delta v_a}{\Delta i_a} \cdot \frac{\Delta i^a}{\Delta v_g} = \frac{\Delta v_a}{\Delta v_g},$$

$$R_a \cdot S = \mu. \qquad [7]$$

Si noti inoltre che:

μ = inclinazione delle caratteristiche (v_g, v_a) di fig. 49 *c*;

R_a = reciproco dell'inclinazione delle caratteristiche (v_a, i_a) di fig. 49 *b*;

S = inclinazione delle caratteristiche (v_g, i_a) di fig. 49 *a*.

Si constata così ancora una volta che per $v_g < 0$ [3] μ è costante, anche ove le caratteristiche risultano curvate mentre invece R_a e S variano e allorquando R_a aumenta S diminuisce in modo da mantenere costante il prodotto $R_a \cdot S$ che è uguale a μ.

Il coefficiente d'amplificazione, rapporto fra due tensioni, è un numero e per i triodi comuni è dell'ordine della diecina o di alcune diecine.

La pendenza ha le dimensioni del reciproco d'una resistenza e si misura spesso in mA/V e talora anche in μA/V. Essa per i comuni triodi va da alcuni decimi ad alcune unità di mA/V.

La resistenza interna si misura in ohm e per i comuni triodi varia fra un migliaio e alcune decine di migliaia di ohm.

Allorchè si fa uso della relazione [7] bisogna tenere presente la eventuale diversità delle unità. Così p. es. se S si misura in mA/V ed R_a in ohm, essa si dovrà scrivere:

$$\mu = \frac{1}{1000} \cdot R_a S \,. \qquad [7']$$

51. - Deduzione dei coefficienti caratteristici dalle caratteristiche.

a) *Dalle caratteristiche mutue* (v. fig. 53 *a*). — Il coefficiente S poichè è misurato dalla pendenza delle caratteristiche considerate si ottiene scegliendo un incremento Δv_g di ampiezza arbitraria e ricavando il corrispondente Δi_a sulla caratteristica. Tali incrementi introdotti nella [6] forniscono il valore di S.

Il coefficiente μ è dato invece da:

$$\mu = \frac{v_a''' - v_a''}{\Delta v_g} \qquad \text{(v. fig. 53 } a\text{)}$$

[3] Le caratteristiche (v_a, v_g) per i_k = cost sono rettilinee anche per $v_g > 0$, però in tale ipotesi non è più $i_a = i_k$. Quindi le caratteristiche (v_a, v_g) per i_a = cost coincidono con quelle rappresentate in fig. 49 *c* solo per $v_g < 0$.

ossia si è costretti a scegliere come incremento Δv_a la differenza dei potenziali fra due caratteristiche che si possiedono. In base a tale incremento la i_a aumenta di Δi_a (v. fig. 53 *a*) e per ricondurla al valore primitivo occorre diminuire la tensione di griglia di Δv_g.

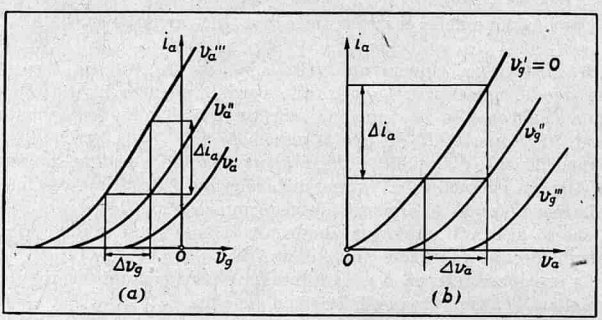


FIG. 53.
Determinazione dei coefficienti del tubo dalle sue caratteristiche: *a*) dalle caratteristiche mutue; *b*) dalle caratteristiche anodiche.

Analogamente:

$$R_a = \frac{v_a''' - v_a''}{\Delta i_a} .$$

b) *Dalle caratteristiche anodiche* (v. fig. 53 *b*). — Qui la pendenza delle caratteristiche misura il reciproco di R_a.

Per la deduzione degli altri due coefficienti si è costretti a scegliere un incremento Δv_g pari alla differenza fra le tensioni di griglia assegnate a due caratteristiche date, p. es.:

$$\Delta v_g = v_g' - v_g''$$

ossia:

$$\mu = \frac{\Delta v_a}{v_g' - v_g''}, \qquad S = \frac{\Delta i_a}{v_g' - v_g''} .$$

52. - Potenziale di interdizione.

Riportiamo qui l'espressione [1] di § 45:

$$v = v_a + \mu v_g . \qquad [1]$$

La corrente totale i_k e quindi anche i_a, è nulla allorchè $v = 0$. Tale condizione può essere ottenuta in due modi:

1) assegnando a v_a un valore qualsiasi e a v_g il valore v_{ig} (*potenziale di interdizione di griglia* relativo al prefissato valore di v_a) che soddisfi alla relazione:

$$v_{ig} = -\frac{v_a}{\mu}\,; \qquad [8]$$

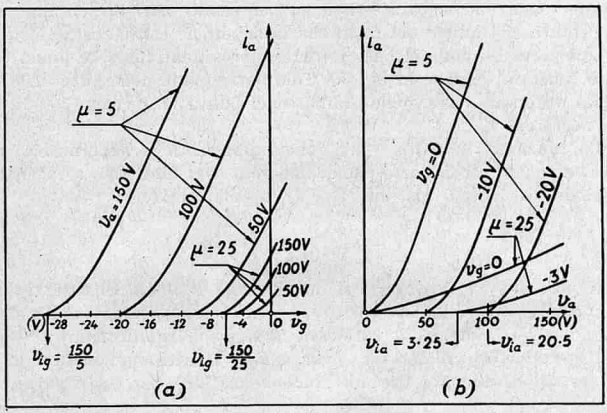


FIG. 54.
Confronto fra le caratteristiche di due triodi a coefficiente di amplificazione diverso: *a*) caratteristiche mutue; *b*) caratteristiche anodiche.

2) assegnando a v_g un valore qualunque e a v_a il valore di v_{ia} (*potenziale di interdizione anodico* relativo al prefissato valore di v_g) che soddisfa alla relazione:

$$v_{ia} = -\mu v_g\,. \qquad [9]$$

Le caratteristiche di figg. 54 *a* e *b* si riferiscono a due triodi aventi la medesima conduttanza mutua S ma coefficienti di amplificazione notevolmente diversi, ossia 5 e 25. Si nota così che *se le oscillazioni applicate alla griglia sono grandi e se, come spesso è richiesto, esse devono essere contenute nel tratto delle caratteristiche mutue che sta nel negativo di griglia*, occorre che μ sia piccolo e ciò allo scopo di ottenere un potenziale di interdizione v_{ig} *sufficientemente grande*.

53. - La parte piana della superficie caratteristica anodica.

Riferiamoci alla fig. 48 di paragrafo 45. Abbiamo osservato che la caratteristica considerata ha un tratto AB che si può ritenere approssimativamente rettilineo e che il prolungamento di tale tratto interseca l'asse delle ordinate in un punto, di cui indicheremo con I_0 l'ordinata, che è negativa. Ciò, unito al fatto che il coefficiente di amplificazione rimane costante, ossia che le caratteristiche, per eguali salti di tensione, sono equidistanti, si traduce nel fatto che la superficie caratteristica contiene una sua parte la quale si può ritenere approssimativamente piana come si può constatare anche in fig. 50. Tale parte piana della superficie, prolungata, interseca l'asse delle ordinate nel punto T (v. fig. 50) di ordinata negativa I_0.

La funzione $i_k = f(v_a + \mu v_g)$ che rappresenta la superficie caratteristica, diventa, per la parte piana, lineare e se ci limitiamo a considerare la regione ove $v_g \leq 0$ per cui $i_k = i_a$ si potrà scrivere:

$$i_a = k(v_a + \mu v_g) + I_0 \ ;$$

infatti per: $v = v_a + \mu v_g = 0$ si dovrà avere $i_a = I_0$. Si osservi che in realtà per $v = 0$ si ha invece $i_k = 0$; ciò perchè per potenziali globali prossimi a zero non è più verificata la legge della linearità.

Il termine k si identifica con $1/R_a$. Infatti supponiamo di aumentare v_a di Δv_a ; i_a subirà l'incremento Δi_a per cui si avrà:

$$i_a + \Delta i_a = k\,(v_a + \Delta v_a) + k\mu v_g + I_0 \ ,$$

da cui sottraendo i_a si ha:

$$\Delta i_a = k \Delta v_a \ , \qquad k = \frac{\Delta i_a}{\Delta v_a} = \frac{1}{R_a} \ .$$

Perciò l'equazione della parte piana della superficie caratteristica si potrà scrivere:

$$i_a = \frac{1}{R_a}\,(v_a + \mu v_g) + I_0 \ , \qquad [10]$$

oppure, ponendo: $R_a \cdot I_0 = V_0$:

$$R_a\, i_a = v_a + \mu v_g + V_0 \ . \qquad [10']$$

Chiameremo *corrente residua* il termine I_0 che rappresenta la corrente negativa che si avrebbe, se si mantenesse valida la legge della linearità, allorquando il potenziale globale fosse zero e *potenziale residuo il termine* V_0.

L'equazione [10] oppure [10'] si chiama *equazione di Vallauri*.

Osservazione. — Da quanto si è detto sulle caratteristiche si deduce che conosciuta una qualunque delle caratteristiche del triodo, per similitudine si possono dedurre tutte le altre almeno per quanto riguarda la regione relativa al negativo di griglia. Una tale deduzione riesce in generale discretamente approssimata.

54. - Importanza dei coefficienti.

a) *La corrente residua* I_0. — Allorchè si conoscono due dei coefficienti μ, S, R_a, la relazione [7] che li lega permette di ricavare il terzo ed è quindi nota la giacitura della parte piana della superficie caratteristica, non però la sua posizione. Per la conoscenza della posizione occorre conoscere p. es. il valore I_0. Tanto minore è, in valore assoluto, I_0 tanto più piccolo sarà pure il raggio di curvatura del ginocchio delle caratteristiche.

Ora, di due tubi aventi i medesimi coefficienti μ, S, R_a cioè con le parti piane della superficie caratteristica parallele, quello per cui I_0 è, in valore assoluto, minore, presenta i seguenti vantaggi:

1) a parità di tensione anodica la parte rettilinea della caratteristica (i_a, v_g) ha una proiezione più estesa nel campo dei potenziali negativi di griglia;

2) un raggio di curvatura molto piccolo del ginocchio della caratteristica è pure vantaggioso, allorchè si richieda una caratteristica molto curvata come talora avviene.

b) *I coefficienti* μ, S, R_a. — La scelta del coefficiente di amplificazione dei tubi dipende dalle condizioni di lavoro giacchè da esso dipende l'estensione delle caratteristiche nel campo negativo di griglia (v. § 52). Non si può quindi giudicare la bontà di un triodo dal valore di questo coefficiente. Invece a pari μ resta fissato il prodotto $S \cdot R_a$. Di questi coefficienti è bene che S sia più elevato possibile in modo che R_a

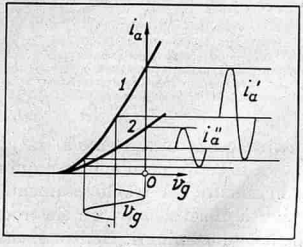


FIG. 55.
Importanza della pendenza di un tubo.

risulti piccolo. L'utilità di un grande valore della pendenza risulterà chiaramente in seguito, ma si può fin da ora mettere in evidenza osservando che a pari tensione oscillatoria v_g applicata alla griglia, con la valvola di maggiore pendenza (curva 1 di fig. 55) si ha una maggiore ampiezza della oscillazione della corrente di placca i_a. *Un fattore importante della bontà della valvola è quindi la pendenza S.*

La pendenza che si riesce ad ottenere nei modelli normali di triodi impiegati nei radioricevitori è in generale un po' maggiore per i triodi di più piccolo coefficiente di amplificazione, e può raggiungere, raramente oltrepassare, 8 o 10 mA/V.

55. - Influenza del grado di vuoto.

Se il vuoto non è molto spinto, le molecole del gas, sotto l'urto degli elettroni, si ionizzano ed il fenomeno si manifesta con una minore stabilità di funzionamento; inoltre gli ioni positivi possono venire raccolti dall'elettrodo a potenziale più negativo e perciò si può manifestare una debole corrente di griglia (da qualche μA a qualche centinaio di μA) anche quando questa è negativa. La caratteristica di griglia, che per i triodi a vuoto molto spinto presenta l'aspetto 1 di fig. 56, prende allora la forma tratteggiata nella stessa figura.

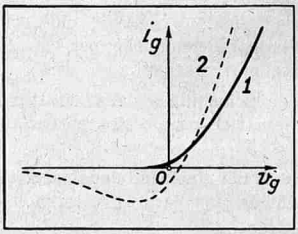


FIG. 56.
Confronto fra le caratteristiche di griglia di due tubi dello stesso tipo aventi però gradi di vuoto diverso. Caratteristica 1 a linea continua: vuoto molto spinto; caratteristica 2 a tratti: vuoto poco spinto.

La corrente invertita che si ha per potenziali lievemente negativi della griglia, dovuta agli ioni raccolti da questa, si annulla per potenziali di griglia troppo forti, perchè il potenziale globale risulta troppo basso e quindi la velocità degli elettroni diventa insufficiente per ionizzare il gas contenuto nell'interno.

Se la ionizzazione è notevole, essa si manifesta anche con una caratteristica luminescenza azzurrognola fra gli elettrodi.

Un vuoto poco spinto è quindi dannoso perchè rende instabile il funzionamento del triodo, aumenta la corrente di griglia e diminuisce la rigidità dielettrica fra gli elettrodi, cosicchè le tensioni che si possono adoperare sono minori. Inoltre si manifesta una più rapida disgregazione del catodo.

56. - Capacità interelettrodiche.

In generale è preferibile che le capacità fra gli elettrodi di un triodo siano più piccole possibile. Particolarmente dannosa riesce talvolta la capacità C_{ga}. Ciò in seguito a due cause differenti:

1) la capacità C_{ga} costituisce, per le componenti alternative, un collegamento che accoppia in maniera indesiderata e comunque non controllabile a nostro piacere, la placca con la griglia;

2) la capacità C_{ga} equivale, nel circuito, ad una capacità di valore $(A + 1)C_{ga}$ posta in parallelo con la capacità C_{kg} (A rappresenta l'amplificazione ottenuta nel circuito che è minore ma talora anche assai prossima al valore μ del coefficiente di amplificazione del triodo considerato).

Perciò la *capacità* totale di *entrata* C_e è data da:

$$C_e = C_{kg} + (A + 1)C_{ga} \qquad [11]$$

e quindi può risultare abbastanza elevata, ciò che in molti casi riesce dannoso.

57. - Alcuni modelli di triodi.

Nelle figg. 57, 58, 59 e 60 sono riportate le caratteristiche mutue, tracciate sperimentalmente, di triodi da ricezione. Le prime si riferiscono ad un triodo di tipo piuttosto antiquato, le altre si riferiscono invece a triodi di modello recente e sono molto migliori. I triodi di cui a figg. 57 e 60 sono ad accensione diretta del filamento, gli altri due invece hanno il catodo riscaldato indirettamente.

Non si deve essere tratti in inganno dalla forma delle caratteristiche che sono abbastanza simili fra loro perchè sono state scelte opportunamente le scale. Allo scopo di evitare tale confusione, su ciascuno dei tre ultimi grafici è tratteggiata la caratteristica del triodo precedente con l'indicazione della relativa tensione di placca. Dai grafici si rileva:

1) che le caratteristiche seguono con buona approssimazione l'andamento studiato;

2) che la pendenza di valvole recenti può raggiungere valori oltre 10 volte più grandi di quelli che avevano triodi di alcuni anni or sono (Philips A 410 : 1928);

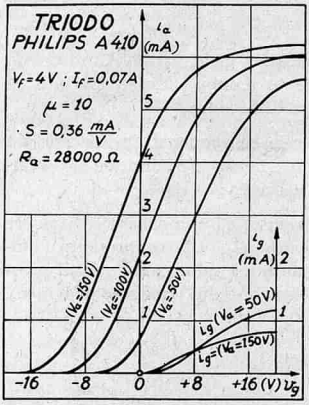


FIG. 57.

Caratteristiche mutue di un triodo di vecchio modello ad accensione diretta.

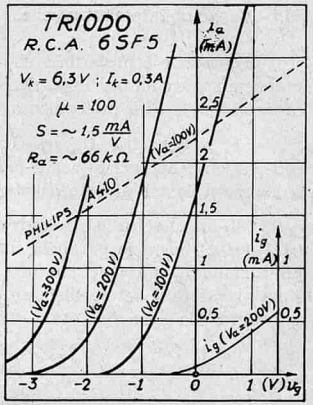


FIG. 58.

Caratteristiche di un triodo recente a grande coefficiente di amplificazione.

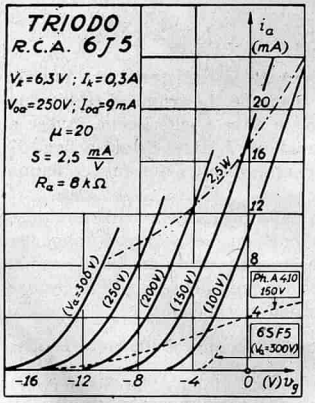


FIG. 59.

Caratteristiche di un triodo recente a medio coefficiente di amplificazione.

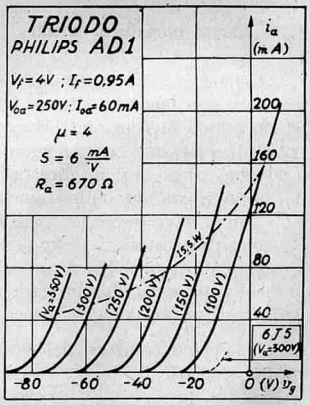


FIG. 60.

Caratteristiche di un triodo recente a piccolo coefficiente di amplificazione.

3) che veramente è da tener presente quanto è stato detto a proposito del potenziale di interdizione in relazione al coefficiente di amplificazione;

4) che le caratteristiche di griglia possono intrecciarsi;

5) che nei grafici delle figg. 59 e 60 sono tracciate due curve che tagliano su ciascuna caratteristica il punto ove la potenza dissipata sulla placca raggiunge il massimo valore consentito che è di 2,5 W per il triodo 6J5 e di 15,5 W per il triodo AD1.

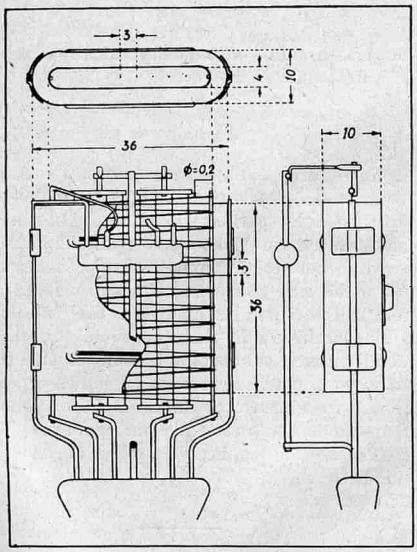


FIG. 61.

Struttura di un triodo per ricevitori amplificatori o trasmettitori di piccola potenza, del tipo a piccolo coefficiente di amplificazione e grande emissione.

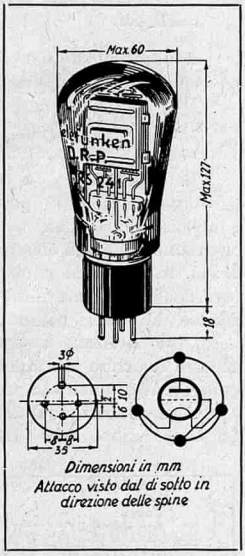


FIG. 62.

Vista esterna e connessioni allo zoccolo del tubo di fig. 61.

Le figg. 61 e 62 illustrano, dal punto di vista costruttivo, un modello di triodo (Telefunken RE 604 o RS 241) di tipo simile a quello le cui caratteristiche sono tracciate in fig. 60.

B) Dimensionamento del triodo.

58. - Dipendenza del coefficiente di amplificazione dalle dimensioni degli elettrodi.

Al paragrafo 45 si è visto che, trascurando l'effetto della carica spaziale, il coefficiente di amplificazione è dato da:

$$\mu_e = \frac{C_{kg}}{C_{ka}} \; . \qquad [2]$$

Le capacità C_{kg} e C_{ka} da introdurre nella [2] non possono essere agevolmente misurate perchè sono molto piccole (0,1 ÷ 10 pF) perciò non è facile separarle dalle capacità fra i collegamenti esterni ed interni al tubo che fanno capo agli elettrodi considerati e sono dello stesso ordine di grandezza. Anche i valori che si trovano nei listini comprendono le capacità fra i conduttori interni al tubo e perciò non possono essere usati nella [2]. Invece tali valori possono essere calcolati per via analitica. Tale calcolo però, per la forma assegnata ai comuni triodi, non è agevole cosicchè occorre ricorrere a semplificazioni. Ammettendo semplificazioni diverse si giunge naturalmente a risultati diversi, perciò le espressioni indicate per μ_e dai vari autori risultano talora notevolmente discordanti. Riportiamo qui l'espressione calcolata per un triodo con elettrodi piani che, secondo Barkhausen, è applicabile anche al triodo cilindrico:

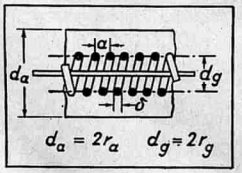


FIG. 63.
Triodo cilindrico.

$$\mu_e = \frac{2\pi(r_a - r_g)}{\dfrac{a}{a \cdot lg_e \dfrac{a}{\pi\delta}}} \; ; \qquad [12]$$

il significato dei diversi simboli si rileva dalla fig. 63.

Le espressioni di μ_e sono sopratutto da tenere presenti per dedurre qualitativamente come varia il coefficiente di amplificazione al variare delle dimensioni dei suoi elettrodi. Così dalla [12]

si possono trarre le seguenti conclusioni, che si verificano sperimentalmente:

1) il coefficiente di amplificazione aumenta col diminuire di $\frac{a}{\delta}$ e a parità di $\frac{a}{\delta}$ aumenta al diminuire di a. Ciò vuol dire che se si desidera un triodo con μ grande occorre fare la griglia a spirale serrata e con filo relativamente grosso;

2) il coefficiente di amplificazione cresce pure al crescere di r_a ed al diminuire di r_g.

Ambedue queste condizioni sono del resto intuitive giacchè più si aumenta il rapporto fra pieno e vuoto della griglia $\left(\text{cioè } \frac{\delta}{a}\right)$ e più questa è vicina al filamento, tanto minore sarà il potenziale da assegnare ad essa per ottenere l'interdizione, ossia μ è più grande: in altre parole l'effetto di regolazione risulta più energico;

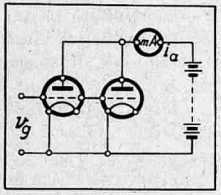


FIG. 64.
Due triodi in parallelo. In tale caso...

3) il coefficiente di amplificazione non dipende dalle dimensioni assiali o superficiali degli elettrodi.

Anche ciò risulta giustificato pienamente dalle seguenti considerazioni. Immaginiamo di collegare in parallelo, come in fig. 64, due triodi eguali. Il triodo virtuale così formato avrà evidentemente la caratteristica segnata con linea continua in fig. 65 mentre quella a tratti rappresenta la caratteristica di uno solo dei triodi. Il potenziale di interdizione e perciò anche il coefficiente di amplificazione, è rimasto inalterato. Invece, giacchè la corrente nel triodo virtuale è somma di quella dei triodi componenti, la pendenza risulta doppia e la resistenza interna metà. Queste considerazioni valgono naturalmente anche se gli elettrodi dei due elementi sono racchiusi nello stesso bulbo (4) o addirittura sono assialmente uno in prosecuzione dell'altro formando veramente un solo triodo.

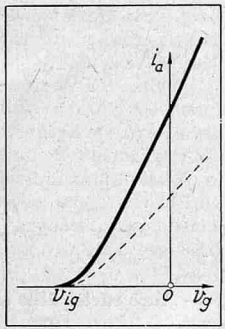


FIG. 65.
... mentre la pendenza raddoppia, a parità di tensione anodica il potenziale di interdizione non cambia e perciò il coefficiente di amplificazione rimane invariato.

(4) Un esempio di triodo formato con due elementi identici racchiusi nello stesso bulbo è dato dal tipo Telefunken REN 2204 che è formato con due unità REN 1104.

59. - La pendenza delle caratteristiche mutue.

In primo luogo ripetiamo quanto è già stato detto nei paragrafi 52 e 54 ossia che, mentre il coefficiente di amplificazione non è da prendere come indice di bontà del triodo, giacchè esso deve essere scelto in base all'ufficio cui deve adempiere la valvola, come indice di bontà può essere scelta invece la pendenza. Essa deve essere, compatibilmente con altre esigenze, quanto più è possibile elevata. In conseguenza la resistenza interna risulterà bassa.

La pendenza aumenta, come s'è visto nel paragrafo precedente, al crescere delle dimensioni assiali o superficiali degli elettrodi. Oltre a ciò essa aumenta pure al diminuire della distanza fra filamento e placca.

I mezzi sopra indicati per ottenere un aumento della pendenza, che consistono nell'aumentare le dimensioni e nell'avvicinare gli elettrodi, conducono altresì all'aumento delle capacità elettrodiche. Ciò, come già s'è detto, costituisce un inconveniente, in taluni casi molto grave. Perciò per questa via la pendenza non può essere aumentata oltre certi limiti stabiliti da una condizione di compromesso fra le esigenze contrarie. Le capacità interelettrodiche riescono generalmente più dannose nei triodi a grande coefficiente di amplificazione, perciò sia per ottenere capacità ridotte, sia a causa della minore corrente di riposo, questi hanno una pendenza generalmente un po' minore di quella dei triodi a basso coefficiente d'amplificazione.

Infine contrariamente a quanto risulta dalla legge di Langmuir e come si è già osservato nel § 29 la pendenza aumenta con l'aumentare della corrente che il catodo è capace di emettere (corrente di saturazione). Ciò è veramente molto importante ed i notevoli progressi che si sono fatti in questi ultimi anni nella costruzione delle valvole termoioniche sono dovuti in gran parte al perfezionamento dei catodi e della loro capacità di emissione. Un aumento della corrente di emissione conduce inoltre alla riduzione della corrente residua I_0.

60. - Altro effetto delle dimensioni della griglia.

Per completare l'esame degli effetti delle dimensioni degli elettrodi sulle proprietà del triodo osserviamo infine che se la griglia è molto vicina al filamento ma con maglie relativamente larghe, come è indicato in fig. 66, essa esercita energicamente il suo effetto sui tratti di filamento che si trovano in corrispondenza dei fili della griglia, mentre gli elettroni emessi in corrispondenza dei vani passano liberamente. La caratteristica presenterà allora l'aspetto di fig. 67. Il potenziale di interdizione non è ben mar-

cato e per un potenziale di griglia pari a v_a/μ la corrente anodica non è nulla; essa per potenziali più negativi va diminuendo molto lentamente.

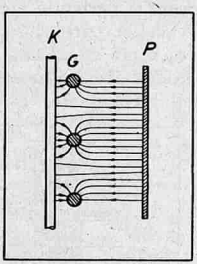


FIG. 66.

Campo elettrico fra gli elettrodi di un triodo cilindrico avente la griglia molto vicina al filamento...

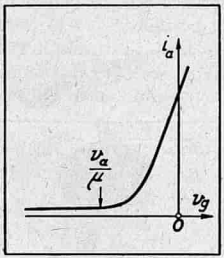


FIG. 67.

... ed andamento della sua caratteristica mutua che non presenta una interdizione netta della corrente anodica.

61. - Potenza dissipata in un triodo.

La potenza spesa nell'interno di un triodo, oltre a quella necessaria per il riscaldamento del catodo, è data dalla somma della potenza dissipata sulla placca e sulla griglia, ciascuna delle quali è data, in ogni istante, dal prodotto della tensione e della corrente istantanee del relativo elettrodo. Ciascuna di queste potenze si trasforma in calore sull'elettrodo considerato riscaldandolo e riscaldando per irradiazione anche gli altri elettrodi. Quando la potenza che deve potersi dissipare nel triodo è grande bisogna dare agli elettrodi dimensioni sufficienti affinchè essi siano capaci di irradiare tutto il calore in essi sviluppato senza che la loro temperatura aumenti eccessivamente. Così anche i triodi da ricezione a piccolo coefficiente di amplificazione e quindi a grande corrente anodica, hanno elettrodi di dimensioni maggiori di quelle dei triodi a coefficiente di amplificazione più elevato e perciò di più piccola potenza.

Il riscaldamento eccessivo degli elettrodi è dannoso perchè in seguito ad esso vengono liberati parte dei gas che rimangono occlusi nella massa degli elettrodi pur essendo questi, durante la fabbricazione, accuratamente evacuati.

Gli elettrodi e quindi le dimensioni di tutto il tubo, prendono proporzioni molto più notevoli e forme diverse per i triodi da trasmissione ove occorre spesso provvedere ad un raffreddamento artificiale mediante ventilazione, o addirittura, mediante circolazione di acqua o petrolio. In

fig. 68 è rappresentato un piccolo triodo da trasmissione a raffreddamento naturale in scala circa 1 : 3. Le figg. 69 e 70 si riferiscono invece a triodi di grande potenza con la placca di rame refrigerata mediante circolazione d'acqua o petrolio e perciò esterna in modo da far parte del recipiente entro al quale è praticato il vuoto. La placca è poi circondata fino alla flangia F (v. fig. 70) da un involucro metallico che forma attorno ad essa l'intercapedine entro cui circola il liquido refrigerante.

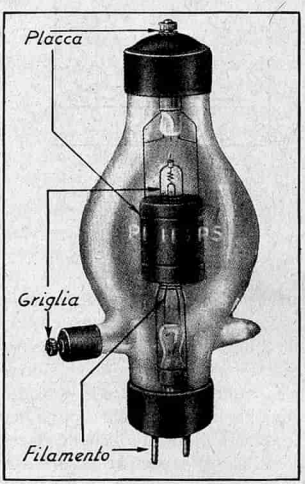


FIG. 68.
Triodo per trasmissione di piccola potenza.

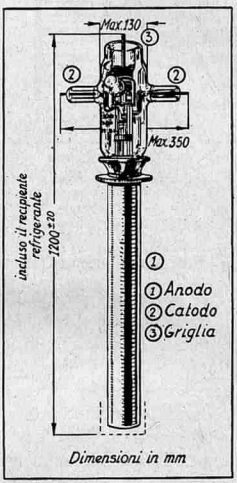


FIG. 69.
Triodo Telefunken RS 266 da 50 KW con raffreddamento ad acqua.

La costruzione di questi tubi presenta notevoli difficoltà e interessanti soluzioni, specialmente per quanto riguarda le saldature fra vetro e rame.

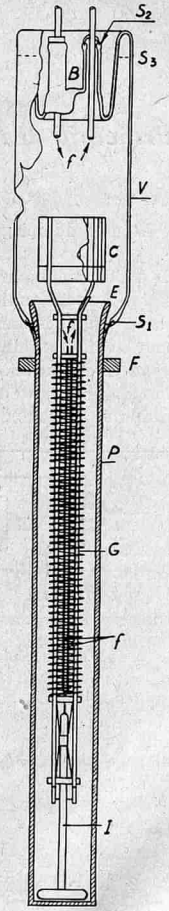
Una placca a raffreddamento naturale può dissipare da 1,5 a 2 W/cm² se è di nichel e da 4 a 6 W/cm² se è di molibdeno. Per ottenere una maggiore irradiazione è opportuno rendere la placca nera e scabra ciò che si ottiene carbonizzandone la superficie o mediante sabbiatura. Nel caso di raffreddamento ad acqua od a petrolio la potenza che si può dissipare dipende anche dalla velocità di circolazione ed è in generale compresa fra 10 e 30 W/cm². I triodi si costruiscono con anodo refrigerato a partire da 5 ÷ 10 kW e si arriva fino a 100 ÷ 200 ed anche 500 kW.

Triodo di grande potenza con placca refrigerata.

LEGGENDA

P = placca in rame, refrigerata.
F : l'acqua di refrigerazione arriva solo fino alla flangia F.
G = griglia.
f = filamento di tungsteno.
B = uscita dei conduttori per la corrente del filamento.
C = cilindro, connesso alla griglia, che fascia una propaggine cilindrica di vetro (non ind. in fig.) fissata alla parte B.
C serve perciò a fissare e centrare superiormente il sistema griglia-filamento.
I serve invece per centrare il sistema griglia-filamento in basso.
S_1 = saldatura vetro-rame protetta contro il bombardamento elettronico e schermata dall'azione del campo elettrico ad alta frequenza da:
E = espansione della placca per la protezione di S_1.
S_2 = saldatura vetro-rame per l'uscita dei conduttori del filamento. Le saldature S_1 ed S_2 sono a superficie di contatto sufficientemente estesa in modo che gli sforzi che si manifestano in seguito ai diversi coefficienti di dilatazione rientrino nei limiti di elasticità.
S_3 = saldatura delle due parti separatamente costruite:

PFS_1V e $IfGCB$.



Scala appross. : 1:7

FIG. 70.
Triodo di grande potenza con placca refrigerata.

C) Principio di funzionamento del triodo nei circuiti.

62. - Circuito d'impiego del triodo.

Il triodo viene normalmente impiegato in un circuito che, in linea di principio, è quello indicato in fig. 71. In questo schema la tensione alternativa di valore istantaneo v_g e di valore massimo V_g, che deve per esempio venire amplificata, è applicata nel circuito di griglia (*circuito d'entrata*). Le variazioni così ottenute, della totale tensione di griglia attorno al suo valore di riposo V_{og} (che normalmente coincide con V_{bg}) determinano variazioni corrispondenti della corrente anodica totale di valore istantaneo i_{ta} attorno al suo valore di riposo I_{oa} cosicchè la corrente totale i_{ta} risulta somma della componente continua I_{oa} e della componente alternativa di valore istantaneo i_a e di valore massimo I_a. La corrente i_{ta}, dovendo attraversare l'impedenza Z, stabilisce altresì all'estremità di essa una caduta di tensione $\overline{V}_a = \overline{Z}\,\overline{I}_a$ (prodotto vettoriale) il cui valore istantaneo varia attorno al valore di riposo della tensione anodica che indicheremo con V_{oa}. Possiamo cioè scrivere:

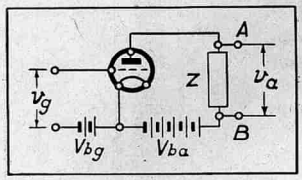


FIG. 71.
Circuito di inserzione del triodo.

$$\left.\begin{aligned} v_{tg} &= V_{og} + v_g\,, \qquad \text{di solito} \quad V_{og} = V_{bg}\,; \\ i_{ta} &= I_{oa} + i_a\,; \\ v_{ta} &= V_{oa} - v_a\,, \qquad\qquad \overline{V}_a = \overline{Z}\,\overline{I}_a\,. \end{aligned}\right\} \qquad [13]$$

Infine se indichiamo con R la resistenza ohmica presentata dalla impedenza Z al passaggio della corrente continua I_{oa} avremo anche:

$$V_{oa} = V_{ba} - RI_{oa}\,. \qquad [14]$$

La componente alternativa v_a, è funzione della tensione v_g ma questa funzione non è sempre di semplice proporzionalità, cioè la v_a può riuscire di forma talora anche notevolmente differente da quella di v_g. Ciò può dipendere da due cause principali:

1) la curvatura delle caratteristiche del triodo;

2) le variazioni del valore dell'impedenza Z che si hanno al variare della frequenza.

Inoltre il manifestarsi di corrente nel circuito di griglia può provocare una deformazione della tensione v_g rispetto a quella della sorgente della tensione di entrata.

Del resto la *condizione di proporzionalità fra* v_a *e* v_g *non è sempre desiderata, bensì talora sono richiesti legami diversi.*

63. - Condizioni di funzionamento.

In base alle mansioni che il triodo è chiamato ad assolvere può essere accettato o voluto un determinato grado di curvatura della caratteristica, un certo valore massimo della corrente di griglia ed infine un particolare comportamento della impedenza Z che ne determina la sua scelta. Ecco perciò che si delinea fin d'ora ove sono riposte le differenze fra i diversi circuiti che impiegano il triodo e di conseguenza le basi per la classificazione di essi. Tali diversità consistono nella scelta:

1) del valore del potenziale di riposo V_{og} da assegnare alla griglia, che dipende da V_{bg} e generalmente coincide con questo;

2) del valore massimo ammissibile per l'ampiezza di v_g.

Questo per quanto si riferisce al tipo di funzionamento dei tubi. Per quanto si riferisce invece alle diversità fra i circuiti esse si manifestano nella scelta:

3) del tipo di impedenza da inserire nel circuito anodico;

4) del tipo di accoppiamento, cioè del metodo per trasferire la tensione v_a che si stabilisce all'estremità della impedenza anodica Z al circuito di utilizzazione che può p. es. essere il circuito di griglia di un tubo successivo.

Dai primi due valori dipende sia il grado di curvatura del tratto utile della caratteristica come il manifestarsi o meno di corrente nel circuito di griglia. In base a questa scelta i circuiti vengono suddivisi in *tre classi principali* denominate A, B e C.

Nel *funzionamento di classe A* la griglia è portata ad un potenziale base V_{og} negativo e tale da far cadere il punto di funzionamento in una

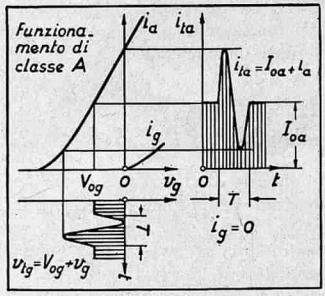


FIG. 72.
Funzionamento di classe A.

posizione prossima al centro del tratto della caratteristica che può essere ritenuto rettilineo. Le escursioni del potenziale della griglia non devono mai portare il potenziale istantaneo di griglia nè a valori positivi nè a valori più negativi del potenziale di interdizione. Perciò la corrente anodica circola sempre, ossia per tutto il periodo, ed ha lo stesso andamento della tensione applicata alla griglia (v. fig. 72).

Nel *funzionamento di classe B* la griglia è portata ad un potenziale base pressochè uguale a quello di interdizione; la tensione di entrata può essere grande fino a far diventare la griglia anche notevolmente positiva purchè la caratteristica anodica rimanga rettilinea anche nel positivo di griglia, cioè non si manifestino nè gli effetti dovuti alla saturazione nè quelli determinati dalle emissioni secondarie (v. fig. 73). Succede pertanto che la corrente anodica è presente per un tempo pari a $\frac{T}{2}$ e, in tale intervallo, essa ha pressochè lo stesso andamento della tensione applicata alla griglia.

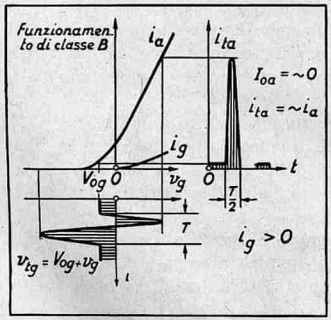


FIG. 73.
Funzionamento di classe B.

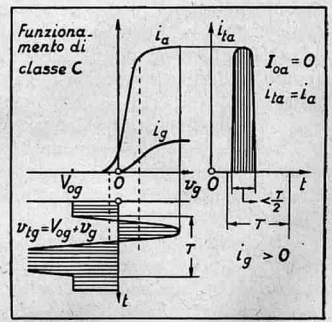


FIG. 74.
Funzionamento di classe C.

Nel *funzionamento di classe C* la griglia è portata ad un potenziale base notevolmente più negativo del potenziale di interdizione e la tensione di entrata può essere ancora più grande di quella ammessa nel caso dei circuiti di classe *B*. In seguito alla forte polarizzazione la corrente anodica perdura per un tempo minore di mezzo periodo e non ha l'andamento della tensione applicata alla griglia (v. fig. 74).

Oltre a queste condizioni di funzionamento tipiche se ne possono avere in pratica altre intermedie.

Dalle condizioni elencate ai numeri 3° e 4°, cioè dalla scelta della impedenza di carico Z e dal tipo di accoppiamento, dipende invece sopratutto la maniera di variare del valore e della forma di v_a in funzione della frequenza. Ciò appunto perchè Z è in generale funzione della frequenza.

64. - Cenno sul circuito di classe A con carico ohmico.

A titolo d'esempio considereremo brevemente il caso più semplice di un circuito come quello indicato in fig. 75 cioè simile a quello di fig. 71 nel quale però v_g, $V_{og} = V_{bg}$ e V_{ba} sono scelti in modo che il funzionamento sia di classe *A* (fig. 72) e la impedenza Z è costituita da una resistenza ohmica R.

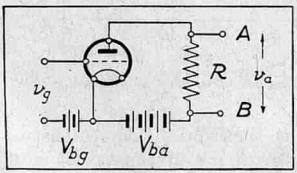


FIG. 75.
Circuito con carico anodico ohmico...

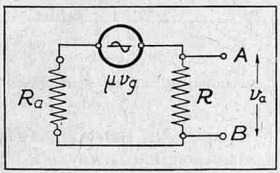


FIG. 76.
...e suo circuito equivalente (per quanto riguarda le componenti alternative).

Introducendo le [13] nella equazione di Vallauri [10'] che riportiamo:

$$R_a\, i_{ta} = v_{ta} + \mu\, v_{tg} + R_a\, I_o\,, \qquad [10']$$

si ottiene:

$$R_a\,(I_{oa} + i_a) = V_{oa} - v_a + \mu\,(V_{og} + v_g) + R_a\, I_o\,.$$

Se $v_g = 0$ (condizione di riposo) si ha:

$$R_a I_{oa} = V_{oa} + \mu V_{og} + R_a I_o ,$$

e sottraendo quest'ultima all'equazione precedente si ottiene:

$$R_a i_a = - v_a + \mu v_g , \qquad [15]$$

la quale esprime la *condizione di linearità* fra le grandezze alternative i_a, v_a e v_g che è poi la condizione imposta per l'amplificazione di classe A.

Nel caso specifico al quale ci riferiamo ora, in cui $Z = R$, per l'ultima delle [13], si ha: $v_a = R\, i_a$, perciò dalla [15]:

$$i_a = \frac{\mu v_g}{R_a + R} , \qquad v_a = R\, i_a = \mu v_g \frac{R}{R_a + R} . \qquad [16]$$

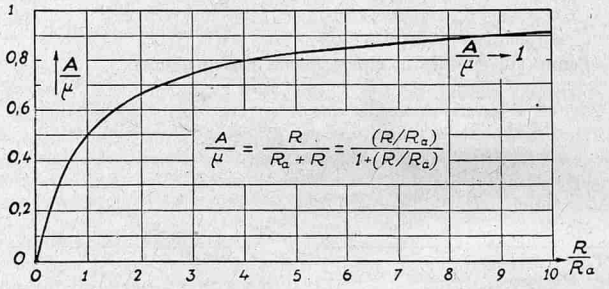


FIG. 77.
Andamento dell'amplificazione ottenuta in funzione del valore della resistenza di carico.

Le equazioni [16] valgono anche per il circuito di fig. 76 che perciò si chiama *circuito equivalente* a quello di fig. 75. L'equivalenza vale naturalmente per le sole componenti alternative e nella sola ipotesi di funzionamento in classe A.

Dalla seconda delle [16] si può ricavare il rapporto (v_a/v_g) che rappresenta l'*amplificazione* ottenuta nello stadio e che indicheremo con A. Risulta:

$$A = \frac{v_a}{v_g} = \mu \frac{R}{R_a + R} . \qquad [17]$$

Perciò A, nel caso considerato, è sempre minore di μ e tende a questo valore al crescere di R in confronto a R_a secondo la legge

rappresentata nel grafico di fig. 77. Vedremo però che in pratica non è possibile aumentare R oltre $3 \div 5\, R_a$. Del resto già con tali valori della resistenza di carico si ottiene un'amplificazione prossima al valore μ.

La componente alternativa v_a della tensione anodica è in opposizione di fase con quella di griglia v_g come risulta dall'ultima delle [13]. Infatti allorchè per es. v_g cresce, la corrente anodica aumenta e con essa aumenta pure la caduta di tensione lungo la resistenza R; perciò la tensione anodica diminuisce e viceversa. Pertanto la componente alternativa della d. d. p. fra griglia e placca v_{ga} è pari a: $v_g + v_a = v_g (1 + A)$. La capacità C_{ga} è allora sottoposta a tale d. d. p. e risulta pertanto equivalente ad una capacità $1 + A$ volte maggiore a cui sia applicata unicamente la tensione v_g. Ciò giustifica l'espressione [11] già scritta al paragrafo 56 e qui di seguito riportata:

$$C_e = C_{kg} + C_{ga}(1 + A)\,, \qquad [11]$$

che fornisce il valore della capacità di entrata di un triodo.

Proseguiremo nel II vol. lo studio di questo circuito, per ora ci basti aver dato un'idea del principio di funzionamento dei circuiti a triodi.

CAPITOLO IV

TUBI A PIÙ DI TRE ELETTRODI

A) Generalità.

65. - Vari tipi di poliodi.

Dopo l'apparizione del triodo è stato proposto l'impiego di valvole a più di tre elettrodi con lo scopo di esaltare una od alcune delle attitudini del triodo, oppure per permettere di ridurre le tensioni richieste per il suo funzionamento. Oggidì con l'aumento del rendimento degli amplificatori e col diffondersi dell'impiego di frequenze più elevate, la valvola a più di tre elettrodi è divenuta di uso preponderante perchè essa permette, fra l'altro, di ridurre a valori piccolissimi la capacità interna griglia-placca.

I poliodi ora impiegati hanno quattro, cinque, sei, sette ed anche otto elettrodi e si chiamano perciò altresì tetrodi, pentodi, esodi, ecc. I primi hanno due griglie, i secondi tre griglie, gli esodi quattro e così via; inoltre vi è sempre al solito il catodo, riscaldato direttamente o indirettamente e la placca. Mentre però esistono tre tipi di tetrodi, che differiscono per la funzione, diversa nei vari casi, cui adempiono le due griglie, nei pentodi le tre griglie hanno costantemente le stesse funzioni. Precisiamo; nei tetrodi:

1) se il quarto elettrodo (2ª griglia) è posto fra il filamento e la griglia controllo ed è portato ad un potenziale positivo costante si ha il *tetrodo a griglia di campo* chiamato anche impropriamente *valvola bigriglia*;

2) se la seconda griglia è invece disposta fra la griglia controllo e la placca ed è portata ad un potenziale positivo costante, si ha il *tetrodo a griglia schermo*;

3) se le griglie, disposte sullo stesso cilindro come i vermi di una vite a due filetti, sono ambedue destinate a controllare, in vario modo, il flusso degli elettroni verso la placca, si ha la *valvola bigriglia* propriamente detta.

Nel *pentodo* invece la prima griglia, quella più vicina al filamento, serve da elettrodo di controllo, la seconda da griglia schermo, la terza per

griglia pilota

sopprimere un effetto di emissione secondaria dovuto alla placca, che, come si vedrà, si manifesta in determinate condizioni. Questa si chiama perciò *griglia di soppressione*, o *griglia freno*, oppure *griglia catodica*.

Altri tubi, che ora sono entrati nell'uso comune, sono da considerare come valvole multiple piuttosto che come poliodi, ossia tubi a più elementi raccolti nell'interno di uno stesso bulbo ed aventi in comune il catodo.

Concludendo, i poliodi più comuni sono:

tetrodo a griglia di campo (catodo - griglia di campo - griglia di controllo - placca);

tetrodo a griglia schermo (catodo - griglia di controllo - griglia schermo - placca);

tetrodo bigriglia (catodo - due griglie controllo - placca);

pentodo (catodo - griglia controllo - griglia schermo - griglia di soppressione - placca);

tubi multipli.

66. - Teoria elettrostatica dei tubi a più griglie.

Seguendo la traccia di quanto è stato fatto per il triodo a paragr. 45 è possibile svolgere una teoria elettrostatica anche per i tubi a più griglie. Vogliamo darne un breve cenno, considerando un tubo a due sole griglie;

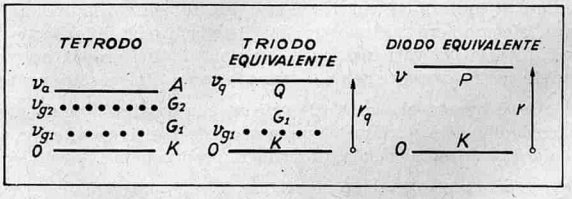


FIG. 78.
Equivalenza (per quanto riguarda il campo elettrico intorno al filamento e perciò l'emissione) fra un tetrodo, un triodo e un diodo.

è poi facile estendere le considerazioni al caso in cui le griglie siano tre o più di tre. Indichiamo con le lettere K, G_1, G_2, A rispettivamente il filamento, la prima griglia, la seconda griglia e la placca del tetrodo considerato (fig. 78).

Agli elettrodi A e G_2, per quanto riguarda il campo da essi creato attorno a G_1 e quindi anche per quanto riguarda la totale corrente i_k emessa dal filamento, è possibile sostituire un elettrodo virtuale Q con un potenziale v_q tale che:

$$C_{kq}\, v_q = C_{ka}\, v_a + C_{kg2}\, v_{g2}\,,$$

da cui:

$$v_q = \frac{C_{ka}}{C_{kq}}\left(v_a + \frac{C_{kg2}}{C_{ka}}\, v_{g2}\right).$$

Scegliendo il raggio r_q (v. fig. 78) in modo che risulti $C_{kq} = C_{ka}$ si ha:

$$v_q = v_a + \mu_2\, v_{g2}\,, \qquad [1]$$

ove:

$$\mu_2 = \frac{C_{kg2}}{C_{ka}}\,. \qquad [2]$$

Poichè, per la normale disposizione degli elettrodi, $C_{kg2} > C_{ka}$, il termine μ_2, che rappresenta il coefficiente di amplificazione di un triodo virtuale avente A e G_2 rispettivamente come anodo e griglia, risulta maggiore di uno.

Ora, analogamente a quanto s'è fatto nel paragrafo 45, si potrà sostituire all'elettrodo Q e alla griglia G_1 un elettrodo P a distanza e potenziale tali da essere, agli effetti del campo complessivo creato attorno al filamento e quindi della totale corrente emessa i_k, equivalente ai due elettrodi Q e G_1 cioè anche ai tre elettrodi reali A, G_2, G_1. Si avrà allora:

$$C_{kp}\, v = C_{kq}\, v_q + C_{kg1}\, v_{g1} = C_{ka}\, v_a + C_{kg2}\, v_{g2} + C_{kg1}\, v_{g1}\,.$$

Scegliendo il raggio r (v. fig. 78) in modo che risulti $C_{kp} = C_{ka}$ si ha:

$$v = v_a + \frac{C_{kg2}}{C_{ka}}\, v_{g2} + \frac{C_{kg1}}{C_{kg2}} \cdot \frac{C_{kg2}}{C_{ka}}\, v_{g1}\,,$$

ossia:

$$v = v_a + \mu_2\, v_{g2} + \mu_1 \cdot \mu_2\, v_{g1}\,, \qquad [3]$$

dove:

$$\mu_1 = \frac{C_{kg1}}{C_{kg2}} > 1\,, \qquad [4]$$

giacchè: $C_{kg1} > C_{kg2}$.

Il potenziale v si chiama *potenziale globale* del tetrodo e rappresenta quel potenziale che occorre somministrare all'anodo di un diodo virtuale la cui placca sia a distanza tale per cui $C_{kp} = C_{ka}$, in modo che, al solito, l'emissione sia quella stessa che si ha nel tetrodo.

La corrente totale emessa dipende allora unicamente dal potenziale globale v e, se si ritiene valida la legge di Langmuir, si potrà scrivere:

$$i_k = i_a + i_{g2} + i_{g1} = K(v_a + \mu_1 v_{g2} + \mu_1 \mu_2 v_{g1})^{3/2} . \qquad [5]$$

L'esame del come avviene la ripartizione della corrente totale i_k fra i tre elettrodi, in base alle tensioni loro somministrate, può essere fatto più agevolmente per via sperimentale. Possiamo però fin d'ora osservare che:

1) la corrente di un elettrodo è nulla quando il suo potenziale è nullo o negativo;

2) la corrente di emissione è nulla quando uno degli elettrodi G_1, G_2, A assume rispettivamente il potenziale v_{ig1}, v_{ig2}, v_{ia} tale da rendere nullo il potenziale globale v; questi potenziali di interdizione si ottengono quindi eguagliando a zero la [3] e risultano:

$$\left.\begin{aligned} v_{ig1} &= -\left[\frac{v_a}{\mu_1 \mu_2} + \frac{v_{g2}}{\mu_1}\right] \\ v_{ig2} &= -\left[\frac{v_a}{\mu_2} + \mu_1 v_{g1}\right] \\ v_{ia} &= -(\mu_2 v_{g2} + \mu_1 \mu_2 v_{g1}) ; \end{aligned}\right\} \qquad [6]$$

3) la corrente $i_a + i_{g2}$ che oltrepassa la griglia G_1 è nulla allorchè uno degli elettrodi G_2, A assume rispettivamente il potenziale v'_{ig2}, v'_{ia} tale che sia $v_q = 0$ cioè se:

$$\left.\begin{aligned} v'_{ig2} &= -\frac{v_a}{\mu_2} \\ v'_{ia} &= -\mu_2 v_{g2} \end{aligned}\right\} \qquad [7]$$

equazioni analoghe alle [8] e [9] del capitolo precedente.

Notiamo infine che:

1) se v_{g1} è costante (tetrodo a griglia di campo) nella [3] entra in gioco unicamente μ_2, come appare anche dalle [7];

2) se v_{g2} è costante (tetrodo a griglia schermo) nella [3] entra in gioco unicamente il fattore di amplificazione:

$$\mu = \mu_1 \cdot \mu_2 = \frac{C_{kg1}}{C_{ka}} \; ; \qquad [8]$$

3) se infine v_a è costante (supposizione che si riferisce a considerazioni riguardanti il tetrodo a griglia schermo) nella [3] (divisa per μ_2) entra in gioco unicamente μ_1.

Altre considerazioni riguardanti la capacità fra gli elettrodi e connesse con la teoria ora svolta, saranno fatte in seguito trattando singolarmente dei vari tubi.

B) Tetrodo a griglia di campo e bigriglia.

67. — Il tetrodo a griglia di campo ha gli elettrodi disposti come è indicato in fig. 79. I circuiti, oltre a quello di filamento, sono tre come si può rilevare in fig. 80. La griglia di campo è portata ad un potenziale *costante* che va da 1/2 a 3/4 circa quello di placca.

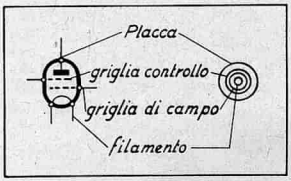


FIG. 79.
Tetrodo a griglia di campo...

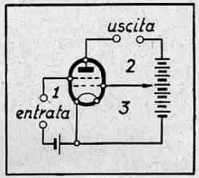


FIG. 80.
...e suoi circuiti: 1) di griglia; 2) anodico; 3) della griglia di campo.

Poichè la griglia di campo è posta in prossimità del filamento il potenziale globale dipende sopratutto dal potenziale di essa e bastano piccole tensioni positive della griglia per raggiungere la saturazione. Il filamento emette quindi di continuo e la corrente di emissione è pressochè quella di saturazione in modo che la carica spaziale attorno al filamento risulta molto ridotta. La corrente diminuisce lievemente solo per potenziali sufficientemente negativi della griglia normale.

Gli elettroni che non vengono assorbiti dalla griglia di campo entrano nella zona compresa fra le due griglie, in una zona cioè nella quale il senso del loro movimento è contrario alla forza elettrostatica, perchè la griglia esterna è a potenziale più basso. Il numero degli elettroni che vengono raccolti dalla placca dipende ora evidentemente dal campo creato, attorno alla griglia ausiliaria, dalla placca e dalla griglia di controllo, cioè dal potenziale globale di esse (v_g del paragrafo precedente). Gli altri elettroni vengono nuovamente respinti verso l'elettrodo ausiliario che li raccoglie.

Poichè, come si è già rilevato, la corrente assorbita complessivamente dagli elettrodi è sempre notevole, nella zona *fra le due griglie e in prossimità della griglia esterna, si forma una specie di gas elettronico che virtualmente sostituisce il filamento.* In sostanza la presenza della griglia di campo ha per effetto di sostituire al filamento reale un catodo virtuale privo di

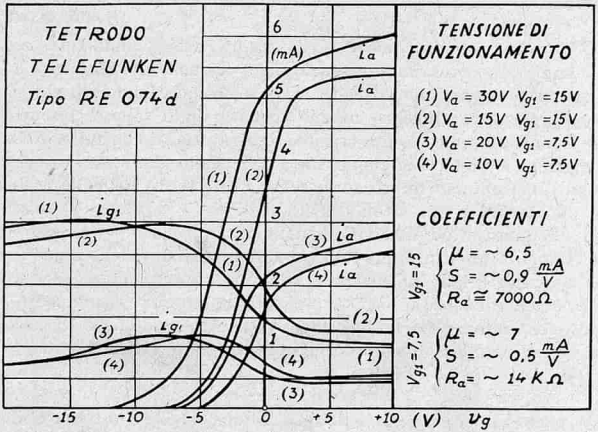


FIG. 81.
Caratteristiche di un tetrodo a griglia di campo rilevate sperimentalmente.

potenziale intrinseco e molto più vicino alla griglia di controllo di quanto non potrebbe esservi disposto un elettrodo materiale. Per queste ragioni ed anche perchè la carica spaziale esterna a questo elettrodo virtuale risulta molto più ridotta (infatti a parità di emissione lo stesso numero di elettroni si trova distribuito su una più grande superficie) la tensione anodica richiesta per il normale funzionamento della valvola è molto minore.

È questo lo scopo principale di questo tetrodo che funziona normalmente con tensioni di placca intorno o minori a 20 volt. La fig. 81 riporta le caratteristiche di un tetrodo di tale tipo.

In seguito alla bassa tensione anodica ed al fatto che anche per queste valvole vale la relazione $\mu = \sim \frac{v_a}{v_{ig}}$, come segue dalle [7] di paragrafo 66,

il coefficiente di amplificazione è sempre piccolo. Pure la pendenza è in generale piccola. Sono quindi valvole, sotto questo aspetto, poco convenienti. D'altro lato anche il risparmio d'energia è piuttosto discutibile perchè, se da un lato è minore la tensione richiesta, dall'altro lato la batteria deve erogare, oltre alla corrente anodica, anche quella della griglia di campo (1). Così questo tubo è ora praticamente fuori uso.

Il tetrodo funziona come s'è detto da bigriglia quando tutte e due le griglie hanno un potenziale medio prossimo a quello del filamento e generalmente negativo, perciò la placca deve avere potenziale più elevato che nel caso precedente: di solito intorno al centinaio di volt. A ciascuna delle griglie è inoltre applicata una tensione oscillatoria di controllo. Nella valvola bigriglia è preferibile che le due griglie siano alla stessa distanza dal filamento; ciò può essere ottenuto, come s'è detto, avvolgendo le due griglie come i vermi di una vite a due filetti.

Anche questo tipo di tubo non viene più impiegato perchè esso è stato completamente sostituito dai tubi a molte griglie due delle quali possono essere appunto griglie di controllo. Fra queste però, come si vedrà nel 2° vol., è generalmente interposta una griglia schermo per impedire qualsiasi interdipendenza fra le due azioni di controllo, dovuta ad accoppiamenti che si manifestino nell'interno del tubo fra le griglie agenti.

---

(1) A parità di effetto ottenuto la spesa di energia è addirittura più grande. Ciò spiega infatti come queste valvole non vengano in generale impiegate neppure negli apparecchi ove l'alimentazione, per soddisfare alle esigenze di trasportabilità e facilità di installazione, è sempre fatta mediante batterie ed ove, d'altro lato, la riduzione dei pesi è pure di capitale importanza per facilitare il trasporto, come avviene per esempio per le stazioni militari da campo.

C) Tetrodo a griglia schermo.

68. - Generalità.

Nel tetrodo a griglia schermo è la griglia controllo quella che sta più vicina al filamento, mentre quella esterna o griglia schermo, è interposta fra la griglia controllo e la placca e viene generalmente portata ad un potenziale

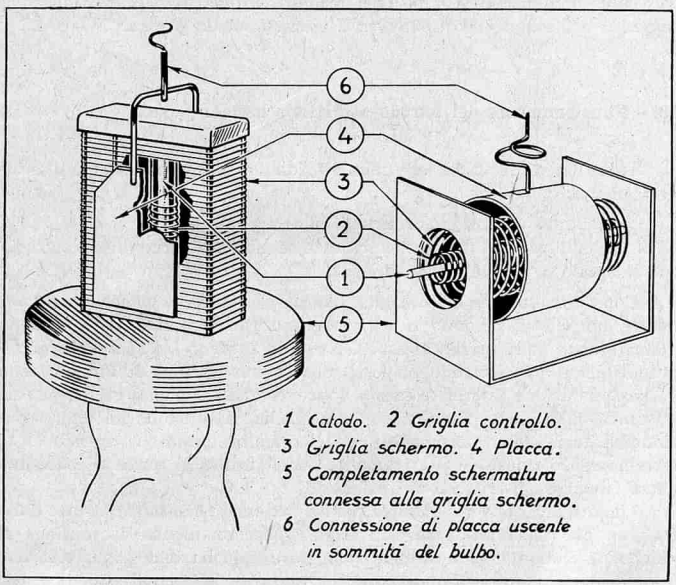


FIG. 82.
Struttura interna di tetrodi a griglia schermo.

positivo che va da 1/3 ad 1/2 di quello di placca. In generale poi questa griglia è a maglie molto fitte e separa in maniera completa la placca dagli altri elettrodi (v. fig. 82).

Gli scopi che contemporaneamente si raggiungono con l'introduzione della griglia schermo, sono principalmente due:

1) ottenere un grande coefficiente di amplificazione pur mantenendo il potenziale di interdizione a valori sufficientemente elevati, cose che non sono compatibili per il triodo;

2) ridurre a valori piccolissimi la capacità griglia-placca che come si è già detto è dannosa.

Anche i terminali di placca e di griglia sono, allo scopo, tenuti lontani fra loro; nei modelli americani il terminale della griglia di controllo è collocato sulla sommità del bulbo; nei modelli europei di vecchio tipo sulla sommità del bulbo è posto invece il morsetto della placca.

69. - Funzionamento del tetrodo a griglia schermo.

In un triodo le variazioni della tensione di placca producono due diversi effetti:

1) fanno variare la corrente di placca;

2) inducono elettrostaticamente tensioni, pure variabili, nella griglia con la quale la placca ha la capacità C_{ga}.

Con l'introduzione della griglia schermo, elettrodo a *potenziale costante* questi due effetti vengono ridotti in grande misura ed in ragione della « *magliatura* » della griglia stessa. Ciò risulta evidente se si ricorda che il potenziale di un elettrodo disposto dentro una gabbia di Faraday non ha nessuna azione esterna a questa e viceversa. La capacità griglia-placca, misurata dalla carica richiamata sulla griglia di controllo da una variazione unitaria della tensione di placca, risulta quindi, in questo caso, estremamente ridotta e praticamente è dell'ordine di qualche centesimo di pF, mentre nei triodi è di qualche pF.

Quanto alla corrente anodica risulta che essa è fissata sopratutto dalla tensione che si somministra alla griglia schermo, mentre la tensione di placca, purchè rimanga nettamente maggiore di quella della griglia schermo, non ha più che scarsa importanza sul valore della corrente anodica. Ciò segue pure dalla [3]. Infatti su v l'effetto del potenziale della griglia schermo (v_{g2} nella relazione [3]) è μ_2 volte più grande di quello di placca dove μ_2 ha un valore elevato [generalmente maggiore di μ_1 perchè la griglia schermo è normalmente a maglie più fitte della griglia controllo (v. fig. 82)].

La corrente anodica risulta inoltre, al solito, funzione della tensione della griglia controllo perchè questa regola il flusso di elettroni che viaggia verso la griglia schermo, analogamente a quanto avviene in un triodo la cui placca sia l'elettrodo Q di fig. 78. Perciò il rapporto fra la variazione che subisce questo flusso di elettroni che viaggia verso la griglia schermo, e la variazione della tensione di griglia che l'ha provocato, è analogo alla pendenza del triodo ed ha anche valori dello stesso ordine.

Infine, poichè quasi tutti gli elettroni che oltrepassano la griglia controllo in condizioni normali di funzionamento, direttamente o indirettamente (come sarà detto fra poco), raggiungono la placca, pure la reale pendenza del tetrodo:

$$S = \frac{\Delta i_a}{\Delta v_g} , \qquad [9]$$

sarà dello stesso ordine di grandezza di quella dei triodi. Essa può raggiungere ed anche superare 3 mA/V.

Risulta inoltre, per quanto si è detto, che una grande variazione della tensione di placca v_a, purchè essa rimanga sempre maggiore della tensione della griglia schermo, provoca una piccola variazione di corrente anodica, che si può ottenere con una piccolissima variazione della tensione della griglia controllo. Perciò il coefficiente di amplificazione:

$$\mu = \frac{\Delta v_a}{\Delta v_g} = \mu_1 \cdot \mu_2 = \frac{C_{kg}}{C_{ka}} , \qquad [8]$$

risulta molto elevato. Esso supera sempre, per tetrodi normali, 100 unità (che è circa il limite massimo che praticamente si può raggiungere con i triodi) e talora raggiunge ed oltrepassa 1000. Di conseguenza la resistenza interna,

$$R_a = \frac{\Delta v_a}{\Delta i_a} , \qquad [10]$$

sia in seguito a questa sua espressione, sia in conseguenza della:

$$\mu = R_a \cdot S , \qquad [11]$$

che anche per i tetrodi è evidentemente valida, è pure notevolmente elevata.

Non è invece più valida per le valvole schermate la relazione [8] del capitolo precedente. Il valore della corrente anodica e quindi anche del

potenziale di interdizione è infatti fissato sopratutto dalla tensione della griglia schermo (²).

Si può ritenere approssimativamente:

$$v_{ig} = \sim -\frac{v_{g2}}{\mu_1}.$$

Il fatto di avere un potenziale d'interdizione di griglia molto più grande di quello che si avrebbe in un triodo di eguale coefficiente di amplificazione, cioè maggiore di v_a/μ, è essenziale. Senza questo vantaggio non si potrebbero raggiungere i grandi coefficienti d'amplificazione che si hanno, perchè l'estensione delle caratteristiche nel negativo di griglia risulterebbe insufficiente.

70. - Emissioni secondarie.

Nel tetrodo, ove il numero degli elettrodi rispetto al triodo è aumentato, la possibilità di emissioni secondarie è pure maggiore. La corrente anodica, in condizioni normali di funzionamento, è in gran parte dovuta ad elettroni secondari emessi dalla griglia schermo sotto gli urti degli elettroni provenienti dal filamento. La griglia schermo funge cioè da sorgente secondaria di elettroni che vengono tutti raccolti dalla placca il cui elevato potenziale è capace di eliminare la carica spaziale di questo diodo virtuale che si trova quindi in condizioni di saturazione. La corrente anodica varia, al variare della tensione di griglia controllo, oltre che per effetto delle variazioni del flusso di elettroni primari, anche per causa indiretta, cioè perchè cambia anche il numero di elettroni primari che arrivano sulla griglia schermo e quindi la emissione secondaria di quest'ultima.

Ma nella valvola a griglia schermo vi è anche un altro, più importante, fenomeno di emissione secondaria da consideraré. Allorchè la placca è a potenziale più basso della griglia schermo gli elettroni primari, provenienti direttamente dal filamento e fortemente accelerati dal campo creato dalla griglia schermo, raggiungono in piccola parte la placca ma

---

(²) In proposito scriviamo nuovamente la [6]:

$$v_{ig} = -\left(\frac{v_a}{\mu} + \frac{v_{g2}}{\mu_1}\right)$$

In essa di solito: $v_{g2}/\mu_1 >> v_a/\mu = v_a/(\mu_1\,\mu_2)$, infatti $v_a = 2 \div 3\; v_{g2}$, ma $\mu_2 = 15 \div 30$ quindi $v_{g2}/\mu_1 = 5 \div 15\;(v_a/\mu)$.

con velocità tale da provocare ivi una violenta emissione secondaria. Gli elettroni secondari emessi dalla placca vengono raccolti ora dalla griglia schermo a detrimento della corrente anodica la quale, al crescere del potenziale applicato, va diminuendo perchè cresce l'emissione secondaria. La corrente di griglia schermo invece aumenta corrispondentemente. Solo

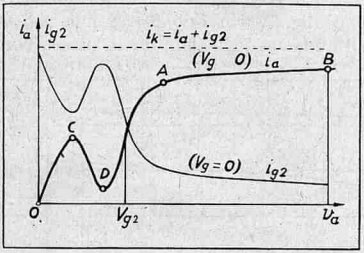


Fig. 83.
Caratteristiche di un tetrodo a griglia schermo.

quando la tensione di placca raggiunge valori prossimi a quelli della griglia schermo la sua corrente comincia nuovamente ad aumentare; aumenta rapidamente fino a valori della tensione poco superiori a quelli di griglia schermo, indi, come s'è detto, assume un andamento quasi orizzontale. Tale fenomeno è già stato incontrato nel triodo allorchè la griglia assumeva valori positivi confrontabili con quelli anodici (v. fig. 52).

71. - Caratteristiche.

Ciò è chiaramente indicato nelle caratteristiche di fig. 83 tracciate per $v_g = 0$ ove è pure segnato sulle ascisse il valore della tensione di griglia schermo.

La caratteristica si abbassa rapidamente allorchè la tensione di griglia controllo diventa negativa mantenendo però inalterata la posizione della inflessione dovuta alla emissione secondaria (v. fig. 84).

La caratteristica si abbassa pure allorchè diminuisce la tensione di griglia schermo, ma contemporaneamente la inflessione si sposta verso l'origine. Infatti è nel punto ove la tensione di placca è uguale a quella di griglia schermo che la caratteristica ha andamento rapidamente crescente. Ciò è mostrato chiaramente dalla fig. 84. La valvola funziona

normalmente nel tratto quasi orizzontale AB (fig. 83) la cui pendenza (piccola):

$$\frac{\Delta i_a}{\Delta v_a} = \frac{1}{R_a}$$

misura il reciproco della resistenza differenziale interna R_a (grande).

Il tratto CD di fig. 83 corrisponde ad una resistenza differenziale negativa, perchè ad aumenti della tensione di placca corrispondono dimi-

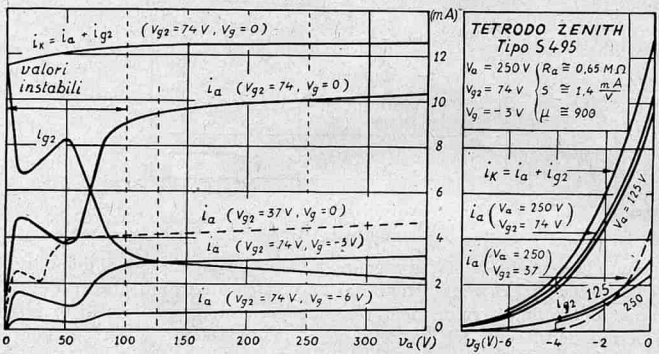


FIG. 84.
Caratteristiche di un tetrodo a griglia schermo, rilevate sperimentalmente.

nuzioni della corrente anodica. Qualche volta, per scopi particolari, la valvola viene fatta funzionare anche in questo tratto (dinatron).

Le curve caratteristiche di più comodo impiego per le valvole schermate sono quelle nel piano (i_a, v_a) perchè permettono di vedere in modo più completo ed evidente le proprietà del tubo. Da esse si possono facilmente ricavare i coefficienti caratteristici analogamente a quanto si fa per il triodo.

Le caratteristiche (i_a, v_g) per potenziali di griglia schermo eguali, e diversi potenziali di placca, sono assai vicine come si può vedere in fig. 84.

D) Pentodo.

72. - Azione della griglia di soppressione.

Il pentodo ha, oltre agli elettrodi del tetrodo a griglia schermo, una terza griglia, chiamata *griglia di soppressione*, disposta fra la griglia schermo

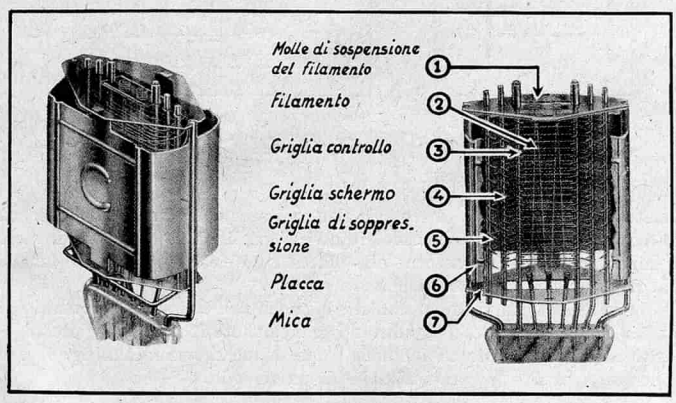


FIG. 85 *a*) e *b*).
Pentodo di uscita e sua struttura interna.

e la placca e generalmente *collegata con il catodo*. La fig. 85 mostra chiaramente la disposizione interna degli elettrodi.

Lo scopo della terza griglia è quello di eliminare l'ansa che si ha nei tetrodi in seguito all'emissione secondaria. La soppressione di questa irregolarità della caratteristica anodica è vantaggiosa perchè:

1) a parità di tensione della griglia schermo il tratto utile della caratteristica diventa più esteso;

2) a parità di tensione della placca la tensione della griglia schermo può essere notevolmente aumentata fino a raggiungere ed anche lievemente oltrepassare la tensione di riposo della placca con l'effetto di ottenere un grande aumento della corrente anodica e quindi anche del potenziale di interdizione.

La fig. 86 che indica l'andamento delle linee di forza del campo elettrico fra la griglia schermo e la placca — si ricordi che la griglia di soppressione è allo stesso potenziale del catodo — mette in chiaro come

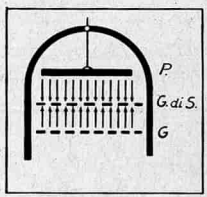


FIG. 86.
Andamento del campo elettrico fra gli elettrodi di un pentodo.

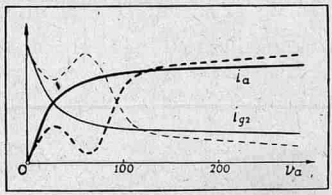


FIG. 87.
Caratteristiche di un pentodo (a linea continua) confrontate con quelle di un tetrodo (a tratti).

l'elettrodo aggiunto impedisce agli elettroni secondari emessi dalla placca di arrivare sulla griglia schermo. Infatti la griglia di soppressione inverte la direzione del campo attorno alla placca e gli elettroni secondari emessi da questa vengono perciò richiamati su essa.

I vantaggi che vengono dall'eliminazione dell'emissione secondaria di placca sopra enunciata si traducono graficamente in una maggiore regolarità delle caratteristiche anodiche come si può rilevare dalla fig. 87 ove sono pure segnate le caratteristiche di un tetrodo.

73. - Diversi modelli di pentodi.

Per i pentodi la relazione [3] di paragrafo 66 si può scrivere:

$$v = v_a + \mu_3 v_{g3} + \mu_3 \mu_2 v_{g2} + \mu_3 \mu_2 \mu_1 v_g \ , \qquad [12]$$

dove μ_3, μ_2, μ_1 sono i coefficienti di amplificazione relativi rispettivamente alle griglie, di soppressione (che generalmente ha potenziale zero), schermo e controllo. Da questa relazione, in condizioni normali di funzio-

namento, ossia per $v_{g3} = \text{cost} = 0$ e per $v_{g2} = \text{cost}$, si può calcolare il rapporto $(\Delta v_a/\Delta v_g)$. Esso si ricava ponendo nella [3] $i_k = \text{cost}$, ossia $v = \text{cost}$, da cui risulta la seguente espressione:

$$\mu = \frac{\Delta v_a}{\Delta v_g} = \mu_1 \mu_2 \mu_3 . \qquad [13]$$

Per il potenziale di interdizione di griglia v_{ig} ponendo $v = 0$ $(i_k = 0)$ dalla [12] si ottiene:

$$v_{ig} = -\left(\frac{v_a}{\mu} + \frac{v_{g2}}{\mu_1}\right). \qquad [14]$$

In conseguenza della [14] pur essendo $v_{ig} >> v_a/\mu$ se si vuole un grande potenziale di interdizione occorre che μ_1 sia relativamente piccolo, perciò anche $\mu = \mu_1 \mu_2 \mu_3$ risulterà minore, ossia bisognerà:

1) costruire le griglie e sopratutto quella di controllo, dalla quale dipende μ_1, a maglie larghe;

2) assegnare alla griglia schermo un potenziale elevato.

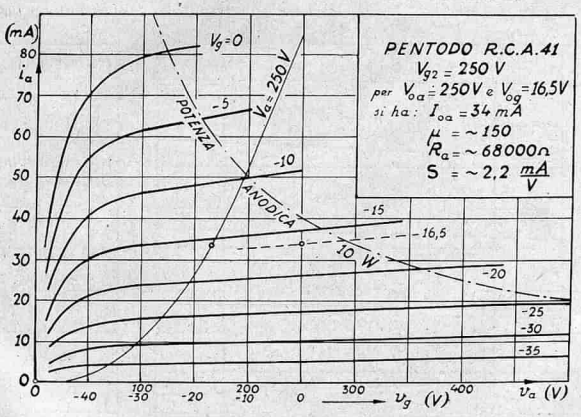


FIG. 88.
Caratteristiche anodiche di un pentodo di potenza rilevate sperimentalmente.

I pentodi con un potenziale di interdizione piuttosto grande servono allorquando devono essere applicate alla griglia di controllo tensioni oscil-

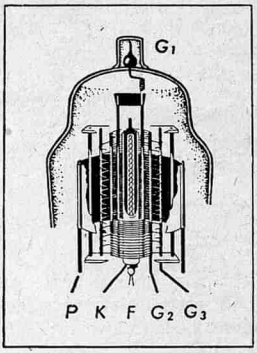


FIG. 89.
Struttura interna di un pentodo amplificatore a grande coefficiente di amplificazione.

latorie di grande ampiezza le quali, nei ricevitori, si incontrano solo allorchè le tensioni sono a frequenza acustica. Per queste frequenze, relativamente ridotte, le capacità interelettrodiche risultano meno dannose; perciò anche se esse risultano più elevate, come avviene per questi pentodi, ciò non ha importanza. È per questo che essi hanno i terminali (in numero di 5 se il filamento è ad accensione diretta, 6 se ad accensione indiretta e 7 se vi è un terminale separato anche per la griglia di soppressione) tutti disposti sullo zoccolo. Questi pentodi sono costruiti per potenziali di griglia schermo pari all'incirca a quello anodico di valore intorno ai 200 ÷ 300 V; il potenziale di interdizione varia da — 30 a — 60 V, il coefficiente di amplificazione da 250 a 50 la potenza

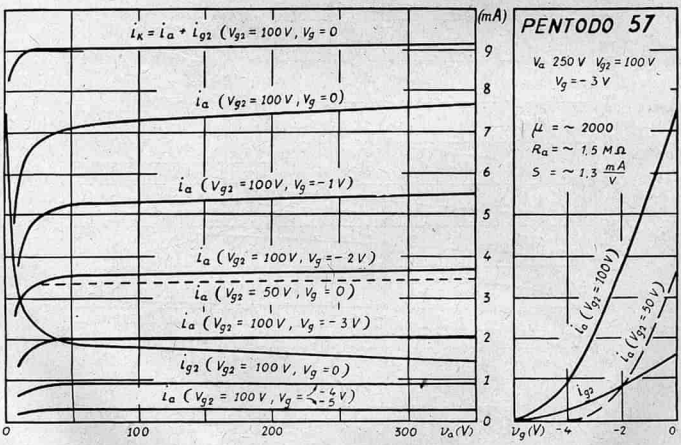
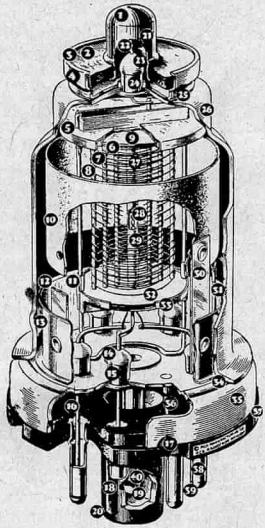
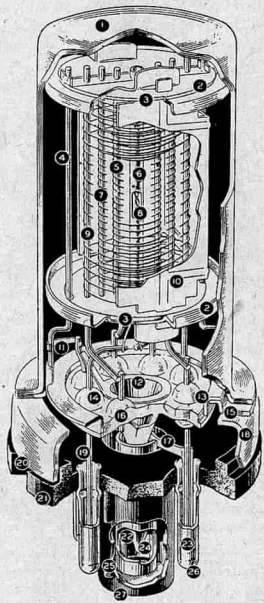


FIG. 90.
Caratteristiche, ricavate sperimentalmente, di un pentodo del tipo rappresentato nelle figg. 89 e 91.



1-21.	Cappuccio (griglia controllo)	16-22.	Connessione
2.	Rondella isolante	17.	Riscontro
3-4-25.	Supporto metallico saldato	18-20.	Spina isolante con chiavetta per l'innesto corretto
5-33.	Schermo	19-40.	Chiusura ampolla
6.	Griglia controllo	26.	Involucro di acciaio a tenuta di vuoto
7.	Griglia schermo	27-29.	Catodo
8.	Griglia di soppressione	28.	Filamento riscaldatore
9-32.	Centratore isolante	30.	Supporto isolante della placca
10.	Placca	34.	Saldatura a tenuta di vuoto
11.	Montante	35.	Base
12.	Collare di supporto	36.	Connessione all'involucro metallico
13.	Supporto per il « getter »	37.	Zoccolo « octal »
14-23.	Perlina isolante entrata reofori	38-39.	Spine di contatto.
15-24.	Collarino metallico saldato		

Fig. 91.
Struttura di un pentodo amplificatore del tipo « metallico ».



1. Involucro metallico
2. Schermo centratore
3. Centratore isolante
4. Montante
5. Griglia di controllo
6. Catodo
7. Griglia schermo
8. Filamento riscaldatore
9. Griglia di soppressione
10. Placca
11. Supporto « getter »
12. Protezione conica
13. Anello di sostegno
14. Passante a perlina
15. Anello di sostegno intermedio
16. Disco di vetro
17. Sostegno
18. Base di metallo
19. Conduttore
20. Riscontro
21. Base « octal »
22. Tubo di vuotatura
23. Spine di contatto
24. Chiusura ampolla
25-27. Spina isolante con chiavetta per l'innesto corretto.

FIG. 92.
Struttura di un pentodo di potenza del tipo « metallico ».

di dissipazione anodica raggiunge per i modelli correnti 10 ÷ 15 W. Essi vengono comunemente chiamati *pentodi di potenza*. Le caratteristiche di un tipo di tali pentodi sono riportate in fig. 88.

Se non è indispensabile un grande potenziale di interdizione, usando griglie a maglie più strette, è possibile ottenere coefficienti di amplificazione assai più elevati. Questi ultimi tipi vengono usati nei ricevitori anche allorchè le tensioni sono alternative a frequenza radiotelegrafica e quindi molto elevata. In tal caso però occorre porre la massima cura allo scopo di ridurre la capacità fra la griglia controllo e la placca a valori assai piccoli. Questa risulta già molto piccola per la presenza delle due griglie a potenziale costante (che sono in questi modelli a maglie piuttosto fitte) fra la griglia controllo e la placca. Inoltre uno dei terminali, normalmente quello della griglia, è tenuto lontano dagli altri disponendolo sulla sommità del bulbo. Questi tipi si potranno chiamare *pentodi amplificatori*. Essi vengono costruiti per tensioni di griglia schermo fino a 100 V, tensioni di placca di 200 ÷ 300 V, hanno coefficiente di amplificazione normalmente maggiore di mille e capacità griglia-placca dell'ordine di centesimi di pF.

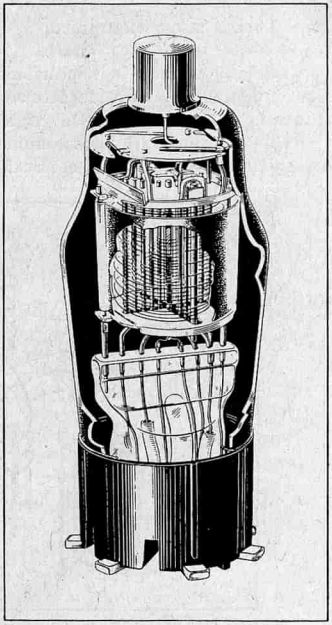


FIG. 93.
Struttura di un tubo a sei griglie (ottodo) del tipo europeo con zoccolo a contatti laterali.

La struttura interna di un modello di questi pentodi è illustrata in fig. 89 e la fig. 90 ne riporta le caratteristiche anodiche e mutue.

Invece le figg. 91 e 92 illustrano la struttura di due pentodi « metallici » rispettivamente del tipo amplificatore e del tipo di potenza.

Infine la fig. 93 mostra la costituzione di un tubo ancor più complesso, comprendente ben sei griglie di cui la prima e la quarta di controllo indi-

pendente (vedi bigriglia § 67). La terza e la quinta sono invece griglie schermo e la sesta è una griglia di soppressione. La seconda infine serve da anodo per il triodo avente la prima griglia come griglia di controllo. Il funzionamento di tale tubo verrà illustrato nel secondo volume.

74. - Tubi a fascio elettronico.

La fig. 94 illustra la disposizione degli elettrodi di un tale tipo di tubo. Esso comprende un catodo attorno al quale sono disposte, a piccola distanza la griglia normale e la griglia schermo.

Quest'ultima ha lo stesso numero di spirali della griglia controllo ed è assai importante che la costruzione sia molto accurata onde ottenere

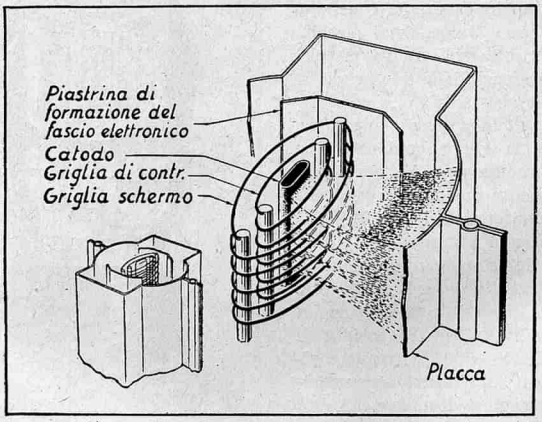


FIG. 94.
Struttura interna di un tubo a « fascio elettronico ».

che due spire corrispondenti delle due griglie si trovino sullo stesso raggio ortogonale al filamento in modo che la griglia schermo resti, rispetto al catodo, per così dire, nascosta dalle spirali della griglia normale. Questa, allorquando è negativa, crea dietro di sè una zona vuota da elettroni; ciò, anche in conseguenza della piccola distanza fra le due griglie, riduce notevolmente la corrente di schermo.

La placca viceversa è tenuta relativamente a notevole distanza.

Due schermi materiali, collegati (come la griglia di soppressione di un pentodo normale) al catodo, limitano il flusso elettronico entro due fasci aventi un angolo di apertura minore di 90°.

Con questa costruzione si ottiene, particolarmente quando la placca ha un potenziale minore di quello dello schermo, un notevole addensamento

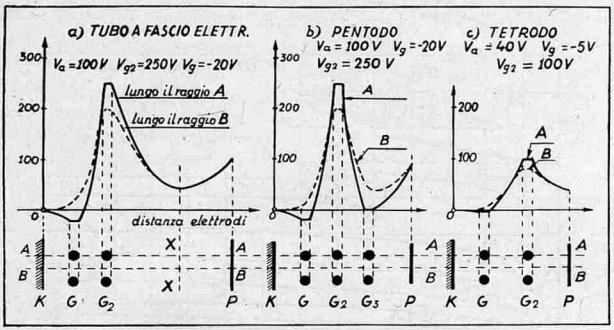


FIG. 95.

Diagrammi di distribuzione del campo elettrico lungo un raggio (*A-A*) passante per i fili delle griglie (curve a linea continua) e lungo un raggio (*B-B*) passante per la mezzaria fra i fili delle griglie (curve a tratti) nel caso: *a*) di un tubo a fascio elettronico; *b*) di un pentodo; *c*) di un tetrodo.

di elettroni nello spazio schermo-placca. Ciò è dovuto essenzialmente a tre cause:

1) la grande emissione per la quale questi tubi sono progettati (valvole finali);

2) il fatto che tale grande flusso elettronico è contenuto in un fascio relativamente ristretto;

3) la notevole distanza fra i due ultimi elettrodi.

In altre parole fra schermo e placca si forma una carica spaziale la quale, in una posizione intermedia, assume un potenziale minimo minore di quello della placca. Questa zona a basso potenziale sostituisce virtualmente la griglia di soppressione di un pentodo normale. Si evita così che gli elettroni secondari emessi dalla placca possano venire raccolti dallo schermo allorchè la placca assume potenziali minori di quelli di tale schermo.

La fig. 95 *a* illustra la distribuzione del potenziale lungo un raggio di tale tubo mentre in fig. 95 *b* e *c* sono rappresentate le distribuzioni dei potenziali in un pentodo e in un tetrodo normale.

Il vantaggio più importante dei tubi a fascio elettronico risiede nel fatto che la superficie a minimo potenziale che sostituisce la griglia di soppressione è praticamente *equipotenziale* (3). Questo non capita in un pentodo normale perchè sulla superficie della griglia di soppressione il potenziale è nullo lungo i fili mentre fra le spire ha in generale un valore positivo,

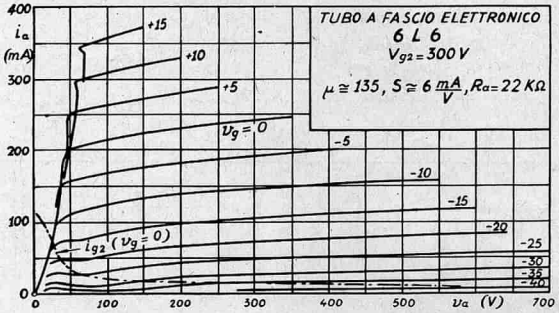


FIG. 96.
Caratteristiche anodiche di un tubo a fascio elettronico, ricavate sperimentalmente.

dipendente dai potenziali degli altri elettrodi. Si noti che la placca riceve i suoi elettroni raccogliendoli, per effetto del potenziale ad essa assegnato, da questa superficie che prende il posto del catodo in questo diodo fittizio.

È stato già osservato (par. 28, fig. 16) che nella caratteristica di un diodo prima di raggiungere la saturazione si ha un tratto curvo di raccordo dipendente sopratutto dalla disuniforme distribuzione della temperatura la quale è minore in prossimità dei sostegni del filamento.

Nel diodo fittizio che si è individuato fra placca e superficie del catodo virtuale (indicata con *X* in fig. 95 *a*) del tubo considerato, un effetto analogo è dovuto alla disuniforme distribuzione del potenziale su tale

(3) A rigore i bordi di tale superficie, che terminano sui bordi delle piastrine formatrici del fascio elettronico, raccordano il potenziale di tale superficie, ch'è generalmente diverso da zero, a quello delle piastrine che, essendo connesse al catodo, hanno potenziale zero.

superficie. Perciò il tubo a fascio elettronico, nel quale su tale superficie la distribuzione del potenziale è più uniforme che sulla corrispondente superficie di un pentodo, ha una caratteristica anodica il cui tratto orizzontale si raccorda con un raggio di curvatura minore.

Ciò risulta assai chiaramente dalle caratteristiche di un modello di tale tipo di tubi riportate in fig. 96 ove, per le forti correnti anodiche che si manifestano particolarmente con tensioni di griglia positive, si ottiene uno spigolo della curva, corrispondente in realtà ad una piccola zona di non reversibilità della caratteristica.

Tali caratteristiche sono considerevolmente migliori di quelle dei pentodi normali oltre che per il diverso principio di funzionamento, anche perchè questi tubi, essendo di costruzione assai recente, utilizzano tutti i perfezionamenti e i miglioramenti che la tecnica dei tubi elettronici ha raggiunto in questi ultimi anni.

E) Connessione di più tubi in parallelo.

75. - Determinazione dei coefficienti.

Vogliamo stabilire quali siano i coefficienti caratteristici di un sistema formato da più tubi collegati in parallelo, collegamento che consiste nel connettere fra loro gli elettrodi dello stesso nome dei diversi tubi. Esso si rende utile sia nel caso in cui non si disponga di un tubo di sufficiente potenza ed allora in generale si collegano in parallelo tubi identici, sia ancora allorchè si voglia ottenere un sistema di particolari caratteristiche.

Abbiamo già accennato al problema al paragrafo 58 e poco abbiamo da aggiungere. Per determinare i nuovi coefficienti basta pensare che la corrente anodica complessiva è in ogni caso la somma delle correnti nei singoli tubi perciò la pendenza S del sistema sarà la somma delle pendenze dei singoli tubi, cioè:

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + \ldots\ldots; \qquad [15]$$

la resistenza interna R_a sarà quella risultante dalle resistenze dei singoli tubi poste in parallelo, ossia:

$$\frac{1}{R_a} = \frac{1}{R_{a1}} + \frac{1}{R_{a2}} + \frac{1}{R_{a3}} + \ldots\ldots; \qquad [16]$$

ed infine il coefficiente di amplificazione complessivo si calcola tenendo presente che $\mu = R_a \cdot S$. Naturalmente s'intende che i valori da inserire nelle formule [15] e [16] al posto di S_1 S_2, ... e di R_{a1} R_{a2} ..... sono quelli calcolati nel rispettivo punto di funzionamento preso in considerazione.

Se i tubi posti in parallelo sono tutti identici ed in numero di n si ha:

$$S = nS_1 \; ; \qquad R_a = \frac{1}{n} R_{a1} \; ; \qquad \mu = \mu_1 \, .$$

Spesso riesce ancora più conveniente ricorrere al metodo grafico che consiste nell'ottenere le caratteristiche del sistema sommando le ordinate corrispondenti delle caratteristiche dei singoli tubi, rappresentate naturalmente con le stesse scale.

76. - Tubi a pendenza (coefficiente d'amplificazione) variabile.

La regolazione dell'intensità sonora (volume) dei suoni emessi dall'altoparlante di un ricevitore è talora attuata rendendo variabile l'amplificazione ottenuta da alcune valvole del ricevitore. Questa variazione si effettua regolando il potenziale di polarizzazione V_{og} dei tubi i quali perciò devono possedere una caratteristica a pendenza opportunamente decrescente al crescere di V_{og}.

Poichè tale regolazione sfrutta la curvatura della caratteristica s'intuisce che, allo scopo di mantenere il funzionamento in condizioni prossime a quelle di classe A è opportuno usare tale regolazione solo ove i segnali applicati alla griglia sono di piccola ampiezza, cioè solamente nei primi tubi del ricevitore.

Tuttavia se viene usata una valvola di tipo comune, per ottenere una riduzione sufficiente della pendenza occorre portarsi sul tratto molto curvato della caratteristica ed allora la corrente anodica risulta egualmente deformata in maniera notevole. Ciò porta ad inconvenienti sui quali per ora non vogliamo fissare l'attenzione.

Una valvola adatta per la regolazione del volume deve quindi avere una caratteristica la cui pendenza sia variabile entro vasti limiti. Tuttavia la variazione della pendenza deve avvenire in modo graduale (caratteristiche « a lento taglio ») e deve essere particolarmente lenta specialmente laddove verranno applicati i segnali più grandi ossia per i potenziali di griglia più negativi (allorchè il segnale ricevuto è grande occorre limitare l'amplificazione). Di conseguenza la caratteristica si estende fino a potenziali molto negativi dell'ordine 40 ÷ 50 volt.

Tubi con caratteristiche di questo genere si possono costruire sia sotto forma di triodo sia di tetrodo o pentodo; però solo i due ultimi sono di costruzione normale. Nella fig. 97 sono rappresentate la caratteristica mutua di un pentodo a pendenza variabile e l'andamento della pendenza. Spesso tali caratteristiche vengono rappresentate su un piano ad ordinate logaritmiche per consentire una buona lettura anche per valori molto negativi del potenziale di griglia. In tal caso la caratteristica assume l'aspetto di fig. 98.

Questi tubi si possono considerare come un sistema di più valvole con coefficienti diversi poste in parallelo. Ne segue che il coefficiente di amplificazione e la pendenza risultano variabili con un andamento decrescente al crescere del potenziale negativo di griglia. Esse perciò vengono comunemente chiamate *valvole multi-mu.*

Numerosi metodi possono essere escogitati per ottenere la forma voluta della caratteristica mutua. Si può per esempio far variare il passo o il diametro di una delle griglie oppure la centratura del catodo giacchè,

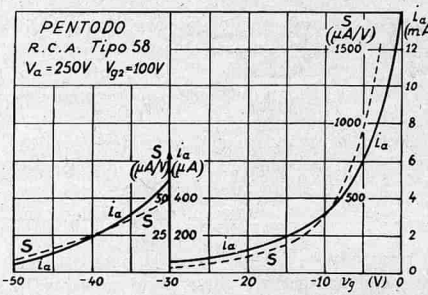


FIG. 97.

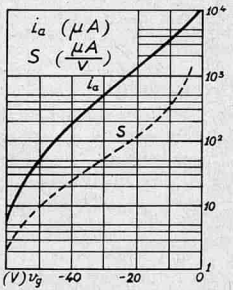


FIG. 98.

Caratteristiche di un tubo a pendenza e coefficiente di amplificazione variabile.

com'è noto, da tali fattori dipendono i coefficienti del tubo. Il sistema più usato è quello di variare il passo della griglia di controllo, usando un passo fitto alle estremità e un passo più largo al centro, come è indicato in fig. 99.

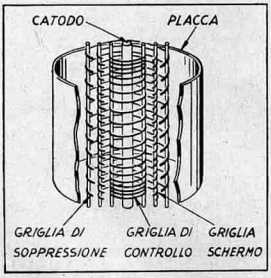


FIG. 99.

Struttura della griglia di controllo in un tubo (pentodo) a coefficiente di amplificazione e pendenza variabile.

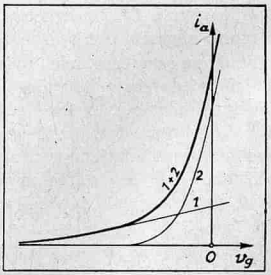


FIG. 100.

La caratteristica di un tubo a pendenza variabile si può pensare come somma di quelle di due o più tubi aventi coefficienti diversi.

In fig. 100 è riportata (con linea grossa) la caratteristica ottenuta come somma di due caratteristiche normali ma diverse fra loro (segnate con linea più sottile). Già in questo semplice caso si nota un andamento adatto per un tubo a pendenza variabile. Per di più un sistema analogo a quello di fig. 99, nel quale il passo della griglia varia gradualmente, può essere considerato come formato da numerosi elementi, con coefficienti diversi, in parallelo fra loro. È pertanto possibile ottenere l'andamento desiderato della caratteristica.

F) Confronto fra triodi, tetrodi a griglia schermo e pentodi.

77. — Le relazioni comuni a tutti i tipi di valvole sono:

$$\mu = \frac{\Delta v_a}{\Delta v_g}, \qquad S = \frac{\Delta i_a}{\Delta v_g}, \qquad R_a = \frac{\Delta v_a}{\Delta i_a}, \tag{17}$$

$$\mu = S \cdot R_a ; \tag{18}$$

inoltre pure per tutti i tubi esiste una parte della superficie caratteristica *approssimativamente* piana, per la quale vale perciò l'equazione di Vallauri:

$$i_a = \frac{1}{R_a} (v_a + \mu v_g) + I_0 . \tag{19}$$

La valvola funziona normalmente in questo tratto della caratteristica (amplificazione di classe *A*).

I pregi che il tetrodo a griglia schermo ed il pentodo presentano sul triodo si possono in gran parte far risalire alla proprietà seguente:

per il tratto utile, ove cioè questi tubi normalmente funzionano, la corrente residua I_0 *è positiva.*

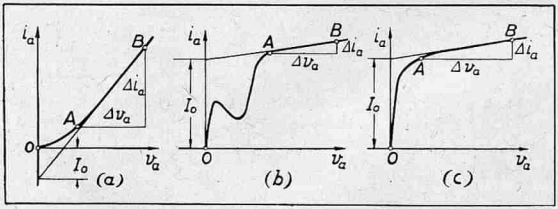


FIG. 101.
Confronto fra le caratteristiche anodiche: *a*) triodo; *b*) tetrodo; *c*) pentodo.

Un utile confronto in proposito si può fare esaminando le caratteristiche nel piano (v_a, i_a) scelte per tensioni di griglia controllo zero. Come è noto esse hanno rispettivamente per il triodo, tetrodo, pentodo,

l'andamento indicato in fig. 101 *a*, *b*, *c*. Consideriamo il caso normale in cui la valvola funzioni nel tratto AB. Il reciproco dell'inclinazione di questo tratto misura la resistenza interna della valvola. Allora se i tre tubi, un triodo, un tetrodo e un pentodo, hanno la medesima conduttanza mutua, essi avranno, in seguito alla relazione [18], anche il medesimo

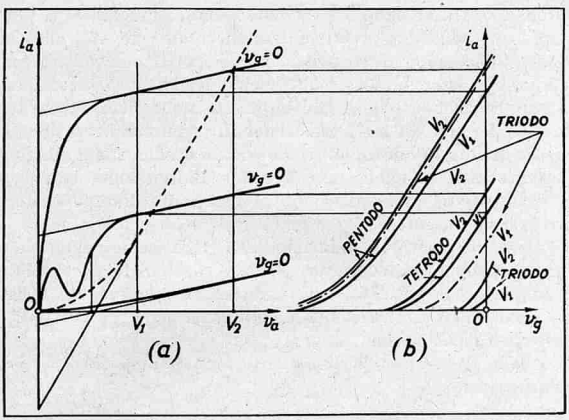


FIG. 102.
Confronto fra le caratteristiche di un triodo, un tetrodo e un pentodo ideali che hanno gli stessi coefficienti.

coefficiente di amplificazione allorquando sia uguale, per ciascuno di essi, la resistenza interna, cioè l'inclinazione del tratto AB. Le tre caratteristiche si presenteranno allora come in fig. 102 *a*. Da esse, tenendo presente che si è posta l'uguaglianza della pendenza per tutte tre le valvole, si sono dedotte le caratteristiche di fig. 102 *b* corrispondenti ai due potenziali anodici V_1 e V_2.

Da questo confronto si traggono le seguenti conseguenze: in seguito al fatto che nel triodo I_0 è negativo, non è possibile avere contemporaneamente un triodo che abbia un elevato coefficiente di amplificazione e un esteso ramo della caratteristica nel negativo di griglia. Ciò è invece ottenuto nei tetrodi e nei pentodi per i quali:

$$v_{ig} >> \frac{v_a}{\mu} .$$

Così, se vogliamo un triodo la cui caratteristica si estenda nella regione negativa, quanto si estende la caratteristica del pentodo, allo scopo di poter contenere oscillazioni del potenziale di griglia della medesima ampiezza, saremo costretti ad accontentarci di un coefficiente di amplificazione molto minore (vedi caratteristica a punto e tratto di fig. 102).

Il triodo ha quindi coefficienti di amplificazione assai minori di quelli relativi agli altri tipi di tubi. Nel caso del triodo, ad escludere la possibilità di ottenere un coefficiente di amplificazione molto elevato, oltre alle difficoltà che si incontrerebbero nella costruzione di una valvola in cui la griglia dovrebbe essere situata molto vicino al filamento, interviene anche il fatto che, dovendo anche essere la griglia molto fitta, la capacità che essa formerebbe con gli altri due elettrodi, risulterebbe troppo grande. Inoltre, per quanto s'è detto, un triodo con un coefficiente d'amplificazione molto elevato avrebbe anche un potenziale d'interdizione troppo piccolo. È perciò che nei triodi da ricezione il coefficiente d'amplificazione difficilmente sale fino a 100.

Si è visto invece che l'introduzione della griglia schermo, oltre a rendere possibile contemporaneamente un elevato coefficiente di amplificazione ed una sufficiente estensione della caratteristica mutua nel negativo di griglia, ha condotto alla riduzione della capacità fra gli elettrodi griglia-placca a valori piccolissimi.

La tabella VI fornisce l'ordine di grandezza dei principali dati dei tubi per radioricevitori.

TABELLA VI.

Ordine di grandezza dei dati caratteristici dei tubi per radio-ricevitori				
	Tubi amplificatori		Tubi di potenza	
	Triodo	Pentodo	Triodo	Pentodo
μ	10 ÷ 100	500 ÷ 5000	3 ÷ 10	50 ÷ 500
S	1 ÷ 3 mA/V	1 ÷ 6 mA/V	2 ÷ 6 mA/V	2 ÷ 10 mA/V
R_a	5 ÷ 50 kΩ	500 ÷ 2000 kΩ	700 ÷ 3000 Ω	30 ÷ 100 kΩ
V_{ig}	per $V_{ba} = 250$ V 3 ÷ 25 V	per $V_{g^2} = 100$ V 5 ÷ 15 V	per $V_{ba} = 250$ V 25 ÷ 50	per $V_{g^2} = 250$ V 20 ÷ 50
P_a			max 20 W	10 ÷ 20 W

CAPITOLO V

GRANDEZZE CARATTERISTICHE DEI CIRCUITI ELETTRICI

A) Resistenza.

78. - Definizioni della resistenza elettrica.

Al paragrafo 9 si è già dato il significato fisico della resistenza elettrica. Allora si è scritto: nel loro cammino gli elettroni, che muovendosi ordinatamente formano la corrente di conduzione, si urtano fra loro ed urtano gli atomi del conduttore, riscaldandolo. L'energia corrispondente è fornita dalle forze del campo che, per mettere in moto ordinato gli elettroni, devono vincere la resistenza che il conduttore oppone al passaggio della corrente.

Si traggono logicamente da quanto detto due diverse definizioni di resistenza. La prima è espressa dalla legge di Ohm:

$$R = \frac{V}{I} \quad , \quad \text{(ohm, volt, ampere)} \qquad [1]$$

nella quale la resistenza è misurata dal rapporto fra la causa che provoca il moto degli elettroni (*f.e.m.*) e la corrente prodotta. La seconda è espressa dalla legge di Joule:

$$R = \frac{P}{I^2} \quad , \quad \text{(ohm, watt, ampere)} \qquad [2]$$

ove P è la potenza spesa per convogliare la corrente I, potenza che si trasforma in calore nel conduttore, riscaldandolo. Naturalmente le due

espressioni, poichè traggono origine dallo stesso significato fisico energetico, non sono indipendenti. Basta infatti sostituire nella [2]: $P = VI$ per ottenere la [1].

Infine la resistenza elettrica dipende evidentemente dalle dimensioni e dal materiale di cui è formato il conduttore. La relazione, che si può dedurre sperimentalmente, risulterà necessariamente indipendente dalle altre due. Si ha, come del resto è intuitivo:

$$R = \varrho \frac{l}{S} , \qquad [3]$$

dove per i conduttori normali riesce conveniente misurare l = lunghezza del conduttore, in m, S = sezione del conduttore, in mm^2 ed allora, se si vuole R in Ω, ϱ = *resistenza specifica del materiale*, si dovrà misurare in $\Omega \frac{mm^2}{m} = 10^{-6}\,\Omega\,m$. Definito il significato di R la [3] serve a difinire il significato di ϱ.

79. - Limitazione dell'equivalenza fra le varie definizioni.

Le tre equazioni sopra scritte si possono adoperare indifferentemente, cioè senza tener conto di nessun altro fattore al di fuori di quelli che già compaiono nelle formule, solamente per la corrente continua. Invece per la corrente alternata, o comunque variabile, ricordiamo che si definisce il *valore efficace* mediante un paragone colla corrente continua; precisamente si chiama valore efficace della corrente alternata il valore, espresso in ampere, di quella corrente continua che percorrendo una *resistenza dello stesso valore*, nel medesimo tempo produce la stessa quantità di calore, cioè dissipa la medesima energia.

Resta però da stabilire quando si possa ritenere che una resistenza presenti, per la corrente alternata, il medesimo valore che essa ha per la corrente continua; e ciò perchè per la corrente alternata le tre espressioni riportate nel paragrafo precedente non danno gli stessi risultati. Giacchè però la definizione di valore efficace di una corrente alternata è fondata sul concetto energetico (equivalenza delle potenze dissipate) è naturale accettare per la corrente alternata, o comunque variabile, quale defini-

zione di resistenza l'espressione [2] ove per P si intenda la potenza media (1) e al posto di I si sostituisca I_{eff}, ossia:

$$R = \frac{P}{I_{eff}^2} \cdot \qquad [2']$$

Se la forma della corrente alternata è conosciuta analiticamente ed è abbastanza semplice, il valore efficace della corrente si può calcolare per via analitica — p. es. in funzione del valore massimo — in base alla definizione sopra enunciata. Ad esempio, se la corrente alternata è di forma sinusoidale, ossia:

$$i = I_{\max} \operatorname{sen} \omega t ,$$

si calcola facilmente che:

$$I_{eff} = \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} .$$

Il calcolo può essere eseguito in molti altri casi, non però in ogni caso.

Una volta accettata la [2'] come espressione di definizione della resistenza per la corrente alternata, non sempre la [1], scritta sostituendo a V ed I i valori istantanei v ed i ossia:

$$R = \frac{v}{i} ,$$

e la [3], risultano verificate. Precisamente:

1) la [1] non risulta verificata quando il circuito presenta una caratteristica non rettilinea p. es. come quella dei tubi a vuoto;

2) la [3] non risulta verificata quando la corrente ha una distribuzione non uniforme nella sezione del conduttore.

Assieme alla [2'] che serve da definizione è invece sempre verificata l'espressione equivalente:

$$R = \frac{V_{eff}}{I_{eff}} , \qquad [1']$$

analoga alla [1] ove però al posto di V ed I si sono sostituiti i valori efficaci.

(1) Calcolata nel medesimo intervallo di tempo in cui è stato calcolato il valore efficace; se la corrente è periodica ci si riferisce sempre ad un periodo.

80. - Distribuzione della corrente nella sezione di un conduttore percorso da corrente alternata. Effetto di pelle.

Si può dimostrare che ogni qualvolta un conduttore è percorso da corrente alternata la distribuzione della corrente in una sezione del conduttore non è uniforme. Il problema è notevolmente complesso se lo si vuole esaminare anche dal lato quantitativo; esso invece si presenta semplice dal lato qualitativo ed è perciò che ci accontenteremo di esaminare solo questo aspetto.

Consideriamo un conduttore cilindrico di raggio r percorso da una corrente alternata di valore istantaneo i. Supponiamo che nel-

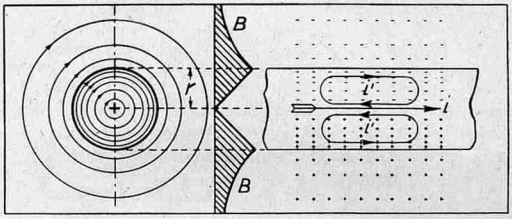


FIG. 103.
Andamento delle linee di forza magnetiche che circondano un conduttore percorso da corrente.

l'istante considerato la corrente i abbia la direzione indicata in fig. 103 e sia crescente. In fig. 103 sono rappresentate le linee d'induzione (B) — usando la solita convenzione che il puntino rappresenta la punta della freccia e la croce ne rappresenta invece la coda — ed anche il diagramma di distribuzione radiale del campo d'induzione creato dalla corrente i nell'istante considerato. Il flusso è in ogni istante, proporzionale alla corrente i e perciò nell'istante considerato ha l'andamento indicato in figura 103 ove esso è supposto crescente. Prendiamo in esame la sezione longitudinale del conduttore, rappresentata a destra in fig. 103. Nella metà superiore in seno al conduttore, si possono individuare infiniti circuiti, uno dei quali è rappresentato in figura. Essi, nell'istante considerato, sono concatenati con un flusso uscente che è in aumento. Analogamente nella metà inferiore si possono individuare circuiti concatenati con un flusso entrante, naturalmente ancora in aumento. Nei circuiti individuati si indurranno f. e. m. le quali metteranno in

circolazione correnti tali da opporsi alle variazioni di flusso cioè come quelle indicate con i' in fig. 103. Queste correnti, sovrapponendosi a quella principale i, ne alterano la distribuzione. Non si può ancora concludere però che tale alterazione sia nel senso di aumentare la densità alla periferia del conduttore e di diminuirla al centro come appare dalla figura e come in realtà avviene. Ciò perchè le f. e. m. si invertono allorchè si considerano i quarti di periodo in cui la corrente i e quindi anche il flusso, sono decrescenti. Al risultato sopra enunciato si perviene però osservando che i circuiti individuati nella massa del conduttore non hanno carattere puramente ohmico ma anche induttivo per cui le correnti i' sono in ritardo di fase dell'angolo φ sulle f. e. m. e' indotte dalle variazioni del flusso principale. Di conseguenza, rispetto alla corrente principale i, la f. e. m. e' e la corrente i' da essa posta in circolazione, hanno le fasi indicate in fig. 104. Perciò al centro del conduttore, i ed i' hanno direzione opposte per un angolo $\frac{\pi}{2} + \varphi$ mentre invece hanno la stessa direzione per un angolo $\frac{\pi}{2} - \varphi$.

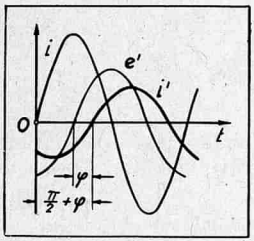


FIG. 104.

Effetto di pelle nei conduttori percorsi da corrente alternata. i = corrente principale nel conduttore; e' = f.e.m. indotta nel circuito elementare individuato nella massa del conduttore (v. fig. 103); i' = corrente indotta nel medesimo circuito elementare.

Un altro modo di vedere il fenomeno è il seguente: immaginiamo di dividere il conduttore in tanti tubi in modo che l'area della sezione trasversale sia per tutti eguale e molto piccola. Questi conduttori tubolari in cui si suppone suddiviso il conduttore massiccio in esame, si immaginano isolati fra loro ma saldati in blocco alle due estremità. La corrente totale è la somma della corrente convogliata da ciascun conduttore elementare e, se essa è continua, ciascun conduttore trasporterà la stessa corrente ossia la distribuzione di essa sarà uniforme. Se invece la corrente è alternata, ciò che determina il valore della corrente in ciascun conduttore elementare non è unicamente la sua resistenza, come avviene per la corrente continua, bensì la sua impedenza. Ora i conduttori più interni, essendo concatenati con un maggiore flusso, hanno un'impedenza maggiore e perciò trasportano minore corrente; inoltre tale corrente risulta sfasata in ritardo rispetto a quella degli strati superiori.

81. - Aumento di resistenza dovuto all'effetto pellicolare.

È intuitivo e si può facilmente dimostrare, che, di tutte le possibili distribuzioni di corrente nella sezione di un conduttore, quella uniforme determina la minore spesa di potenza per effetto Joule e corrisponde quindi alla minore resistenza. Per es. la distribuzione con densità crescente verso la periferia che si ha, in un conduttore percorso da corrente alternata, in seguito all'effetto di pelle, equivale a sostituire al conduttore pieno un conduttore tubolare del medesimo diametro e con le pareti di spessore conveniente, cioè equivale ad un aumento della resistenza.

Consideriamo un conduttore rettilineo di cui indicheremo con R_f la resistenza alla frequenza f e con R_0 la resistenza alla frequenza zero, ossia alla corrente continua, resistenza che può essere calcolata usando per es. la [3].

Si potrà allora scrivere:

$$R_f = pR_0 \,. \qquad [4]$$

Il coefficiente p dipende dalla distribuzione della corrente ossia, come si ottiene dallo studio analitico dell'effetto di pelle e come del resto riesce intuitivo, dipende dai seguenti fattori:

1) f = *frequenza*, al crescere della quale l'effetto di pelle si accentua;

2) d = *diametro del conduttore*, al crescere del quale aumentano le dimensioni radiali dei circuiti elementari che si possono individuare nella sezione longitudinale del conduttore (v. fig. 103) e quindi aumenta l'effetto pellicolare;

3) μ = *permeabilità magnetica del conduttore*, al crescere della quale cresce l'induzione e quindi il flusso concatenato con i circuiti sopra detti, perciò anche l'effetto pellicolare;

4) ϱ = *resistività elettrica del conduttore*, al crescere della quale diminuisce invece la corrente i' nei circuiti sopra detti e quindi anche l'effetto pellicolare.

I valori di p valevoli per conduttori cilindrici e rettilinei di rame ($\varrho = 1{,}74\ \mu\Omega \cdot \text{cm}$) sono raccolti, in funzione del prodotto d^2f, nella tabella seguente:

TABELLA VII

fd^2 Hz cm^2	$p = \frac{R_f}{R_0}$	fd^2 Hz cm^2	$p = \frac{R_f}{R_0}$	fd^2 Hz cm^2	$p = \frac{R_f}{R_0}$	fd^2 Hz cm^2	$p = \frac{R_f}{R_0}$
0	1	1000	1,459	10000	4,080	100000	12,30
120	1,010	1200	1,580	12000	4,441	120000	13,44
140	1,014	1400	1,692	14000	4,77	140000	14,50
160	1,018	1600	1,795	16000	5,08	160000	15,47
200	1,028	2000	1,980	20000	5,65	200000	17,26
250	1,042	2500	2,177	25000	6,27	250000	19,27
300	1,060	3000	2,359	30000	6,85	300000	21,11
350	1,080	3500	2,527	35000	7,39	350000	22,80
400	1,103	4000	2,680	40000	7,89	400000	24,35
500	1,154	5000	2,960	50000	8,80	500000	27,20
600	1,211	6000	3,217	60000	9,62	600000	29,80
700	1,272	7000	3,454	70000	10,36	700000	32,12
800	1,334	8000	3,674	80000	11,04	∞	∞

Il coefficiente p è proporzionale approssimativamente a:

$$p = \frac{R_f}{R_0} \equiv d\sqrt{\frac{\mu f}{\varrho}} \; ;$$

tale proporzionalità è verificata con notevole approssimazione per valori di p maggiori di circa 1,2. Allora la tabella sopra scritta può essere usata per un altro qualsiasi materiale purchè al posto di fd^2 si entri nella prima colonna col valore:

$$fd^2 \frac{\mu}{\varrho_r}$$

ove ϱ_r è la *resistività relativa* riferita al rame, cioè:

$$\varrho_r = \frac{\textit{resistività del materiale considerato}}{\textit{resistività del rame} \quad (= 1{,}74\ \mu\,\Omega\ \text{cm})}$$

Ciò, come già s'è detto, vale con notevole approssimazione unicamente per $p > \sim 1{,}2$ ovvero per $fd^2 \frac{\mu}{\varrho_r} > \sim 500$.

82. - Effetto di vicinanza ed effetto di spirale.

L'energia dissipata in effetto joule e quindi la resistenza del conduttore, aumenta ulteriormente in seguito alla presenza di altri conduttori accostati, percorsi da una corrente della medesima frequenza. Questi infatti producono un campo il quale agisce nel senso di confinare ulteriormente la corrente sopratutto in determinate zone nella sezione del conduttore. Ciò si manifesta in particolare se il conduttore, invece di essere rettilineo, è avvolto a spirale. In tal caso, molto frequente, la distribuzione della corrente presenta l'aspetto indicato in fig. 105 e l'effetto può essere calcolato usando la formula seguente:

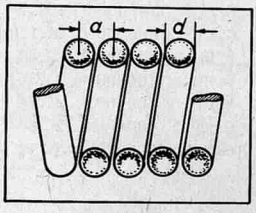


FIG. 105.
Alterazione della distribuzione della corrente nella sezione di un conduttore per effetto di spirale.

$$\frac{R}{R_f} = 1 + q\sqrt{\frac{p-1}{p}}, \qquad [5]$$

che fornisce l'aumento della resistenza dovuto al solo effetto di vicinanza; oppure con la formula:

$$\frac{R}{R_0} = p\left(1 + q\sqrt{\frac{p-1}{p}}\right) \qquad [5']$$

che fornisce l'aumento totale rispetto al valore della resistenza R_0 calcolata per la corrente continua. In tali formule:

R = resistenza alla frequenza f del filo avvolto;

R_f = resistenza alla frequenza f del filo rettilineo calcolata con la [4];

R_0 = resistenza del filo alla corrente continua;

p = coefficiente dato dalla tabella precedente;

q = coefficiente che si ricava nella tabella che segue in funzione di:

$$\alpha = \frac{a}{d} = \frac{\text{passo}}{\text{diametro del conduttore}} \text{ (v. fig. 105).}$$

TABELLA VIII

α =	1	1,2	1,4	1,6	1,8	2	2,5	3
q =	$\sim$ 2,5	1,9	1,6	1,34	1,15	0,98	0,70	0,50
α =	4	5	6	7	8	9	10	∞
q =	0,29	0,19	0,13	0,09	0,06	0,035	0,025	0

Dalla tabella risulta che allorquando la distanza fra i conduttori è maggiore di ~ 10 volte il diametro l'effetto di vicinanza si può trascurare.

La formula [5] non è applicabile con soddisfacente approssimazione per valori di α prossimi ad 1 fino a 1,2 o 1,4 cioè allorquando le spire sono molto avvicinate fra loro. In tal caso e per bobine ad un solo strato è preferibile usare la formula che segue:

$$\frac{R}{R_0} = 1 + 0{,}155\, n^2 d^3 \sqrt{\frac{f}{\varrho}} \quad [6]$$ (2)

dove n è il numero di spire per cm; d = diametro del filo in cm; f = frequenza in Hz; ϱ = resistività in $\mu\,\Omega \cdot$ cm.

Infine per bobine a più strati vi è un ulteriore aumento di perdite per effetto joule e quindi di resistenza che non è però facilmente calcolabile.

83. - Altre cause di aumento della resistenza.

Il conduttore percorso dalla corrente elettrica alternativa crea un campo elettrico ed uno magnetico alternativi. Se un materiale, rispettivamente dielettrico o magnetico, è sottoposto all'azione dei campi alternativi creati dalla corrente, esso subisce una polarizzazione alternativa, rispettivamente elettrica o magnetica. Tale polarizzazione però non è in generale esattamente in fase con la corrente.

Questo ritardo, che si chiama anche *isteresi*, dipende dal materiale impiegato ed è accompagnato da un assorbimento di energia da parte del materiale, in seno al quale questa energia si trasforma in calore. L'energia

(2) Nella precedente edizione in questa formula, in luogo del coefficiente 0,155, vi era 4,9. Ciò dipende dal fatto che si è preferito usare come unità l'Hz in luogo del kHz.

spesa durante un'alternanza è proporzionale all'area del cosidetto *ciclo d'isteresi*, che, come è noto, per i materiali magnetici ha l'aspetto indicato a sinistra in fig. 106 ed ha invece una forma meno nota, che si può ritenere all'incirca elittica, per i dielettrici.

Se la frequenza della corrente nel conduttore è f, per ottenere la potenza spesa per la polarizzazione occorre moltiplicare l'energia corrispondente ad un ciclo d'isteresi per f (= numero di cicli compiuti in un secondo). Questa potenza viene trasferita al materiale dal conduttore che crea il campo. Perciò allorchè si calcola la resistenza mediante la [2'] il termine P, comprendendo complessivamente tutta l'energia che viene dissipata, conterrà anche l'energia necessaria per la polarizzazione dei materiali posti in prossimità del conduttore. È per questo che, allorquando si desidera che tali perdite siano piccole, occorre usare per i supporti la minore quantità possibile di materiale il quale dovrà essere scelto in maniera da dar origine a piccole perdite (cioè avere un ciclo d'isteresi di piccola area) e dovrà essere disposto possibilmente ove il campo è debole.

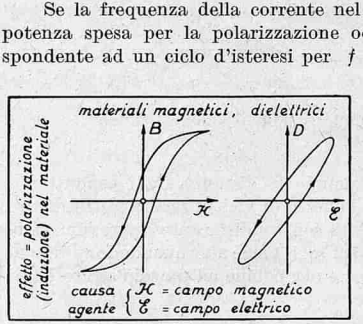


FIG. 106.
Cicli d'isteresi dei materiali magnetici e dielettrici.

Infine è da osservare che anche i corpi conduttori estranei, oltre che i dielettrici e i corpi magnetici, determinano un aumento della resistenza dei conduttori ai quali vengono accostati. Infatti il campo magnetico alternativo induce in tali conduttori, isolati dal circuito considerato, *correnti parassite* che dissipano potenza. Del resto lo stesso effetto di pelle è una conseguenza di questo fenomeno.

84. - Conduttori in cui l'effetto di pelle è più ridotto.

In seguito all'effetto pellicolare la corrente ha la tendenza a disertare la parte centrale dei conduttori e a portarsi in superficie. Perciò, allorchè il prodotto d^2f è grande, ossia, o la frequenza è molto elevata, oppure occorre convogliare grandi intensità di corrente in modo che siano necessari conduttori di grande sezione, è opportuno che essi, a parità di sezione, abbiano grande superficie. Così sono da preferire i conduttori tubolari a quelli pieni; i conduttori a sezione rettangolare o meglio ancora le piattine.

Si trovano anche conduttori argentati per aumentare, sia pur di poco, la conduttività in superficie. Infine nella tecnica delle alte frequenze si impiegano conduttori composti da numerosi fili isolati e « cordati « fra loro. Tutti i fili sono naturalmente saldati insieme alle estremità e ciascuno di essi passa alternativamente dal centro alla periferia. Per le altissime frequenze il vantaggio dovuto al frazionamento del conduttore viene a diminuire per effetto delle perdite che si hanno nel dielettrico che serve ad isolare i diversi fili fra loro; tali perdite diventano importanti specialmente se i vari fili non sono perfettamente « cordati » con un passo corto.

85. - Resistori comunemente impiegati nei radioricevitori.

Nei radioricevitori si impiegano vari tipi di resistori [3], sia fissi, sia variabili. I tipi fissi più comunemente impiegati sono illustrati in fig. 107.

In *a* è rappresentato un modello che, pur essendo assai economico, può nella maggior parte dei casi, risultare pienamente soddisfacente, sia per quanto riguarda la costanza e la precisione dei valori ottenuti sia per quanto riguarda la possibilità di raggiungere valori di resistenza molto elevati, fino a parecchi MΩ (megaohm = 10^6 ohm), ciò che non si può ottenere economicamente con resistori a filo. Esso è ottenuto depositando chimicamente od elettroliticamente, in vario modo, un sottile strato conduttore (spesso limitato ad una striscia avvolta a spirale) su un supporto cilindrico, generalmente di porcellana. La dissipazione consentita, senza danneggiare il resistore, varia in base alle dimensioni del medesimo. Si costruiscono normalmente modelli per 0,5 watt, 1 watt, 2 watt; spesso anche 0,25 watt e 3 watt.

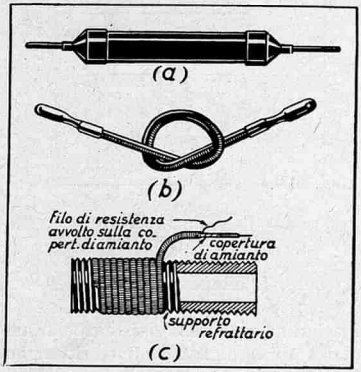


FIG. 107.
Resistori fissi: *a*) resistore chimico; *b*) resistore flessibile; *c*) resistore avvolto con conduttore speciale su candela di porcellana.

[3] *Resistore* è l'oggetto mentre *resistenza* è l'effetto così come: *condensatore* è l'oggetto mentre *capacità* è l'effetto, *bobina* è l'oggetto mentre *induttanza* è l'effetto.

Per potenze dissipate maggiori, dato che le tensioni in gioco nei ricevitori sono relativamente ridotte, i resistori risultano di valore non troppo elevato, perciò essi possono essere costruiti impiegando fili di convenienti leghe a grande resistività (nichelcromo, manganina, costantana, ecc.). In commercio si trovano dei conduttori combinati in modo da ottenere un grande valore della resistenza per ogni metro. Essi sono costituiti di un'anima di cotone rivestita di amianto sulla quale viene avvolto a spirale il filo resistente (nichelcromo). Questo è tanto più sottile e spiralizzato con un passo tanto più piccolo, quanto maggiore è la resistenza che si vuole

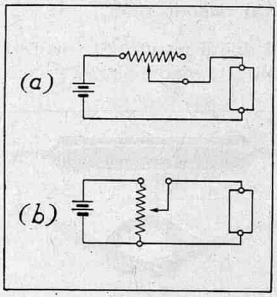


FIG. 108.
Resistori variabili: *a*) impiego come reostato; *b*) impiego potenziometrico.

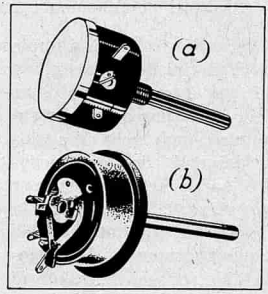


FIG. 109.
Struttura dei resistori variabili (potenziometri o reostati) a filo.

ottenere. Il diametro esterno del conduttore completo è di circa 1,5 a 2,5 mm e la dissipazione ammessa per ogni metro varia fra 10 e 30 W. I valori normali della resistenza variano fra 10^2 e 10^5 Ω/m; eccezionalmente fino a 10^6 Ω/m. Tali conduttori vengono usati sia per costruire resistenze di tipo flessibile (fig. 107-*b*), ricoprendoli con tubo sterlingato e usando alle estremità dei capofili a paglietta; sia avvolgendoli su candele di materiale refrattario (potenze dissipate rilevanti 5-30 watt) come è indicato in fig. 107-*c*.

Si costruiscono anche nastri il cui conduttore di lega resistente (costantana, nichelcromo) costituisce l'ordituta trasversale del tessuto. Hanno piccolissimi valori di induttanza e capacità (costante di tempo dell'ordine di $0{,}5.10^{-8}$ s). Si costruiscono nastri di larghezza compresa fra 3 e 8 cm che consentono una dissipazione da 50 a 150 W/m. I valori di resistenza sono compresi fra 1300 e 500.000 Ω/m.

I resistori variabili hanno normalmente tre capofili e possono perciò venire impiegati sia come reostati (fig. 108-*a*) sia potenziometricamente (fig. 108-*b*). Essi assumono l'aspetto illustrato in fig. 109 e possono essere del tipo a filo avvolto su una striscia di fibra o bakelite, oppure del tipo a grafite il cui conduttore è costituito da un deposito di grafite su una pastiglia isolante. Spesso tali resistori, che passano sotto il nome generico di *potenziometri*, hanno l'alberello di comando del contatto mobile o cursore, isolato da quest'ultimo. Ciò rappresenta spesso un notevole vantaggio.

B) Induttanza.

86. - Induttanza di un circuito.

La legge fondamentale dell'induzione elettromagnetica si può scrivere:

$$e' = \frac{d\varphi}{dt} ,$$

ove: e' = f. e. m. indotta in una spira concatenata col flusso φ ;
$d\varphi$ = variazione infinitesima del flusso avvenuta nel tempuscolo dt .
Se il circuito è composto di n spire in serie, tutte concatenate col medesimo flusso φ , la f. e. m. totale indotta e ha il valore:

$$e = ne' = n \frac{d\varphi}{dt} .$$

Il flusso φ può essere quello creato dalla corrente, di valore istantaneo i , circolante nel circuito medesimo che subisce l'induzione. Allora la f. e. m. e si chiama di *autoinduzione*. Il flusso φ è proporzionale alla corrente che lo produce, perciò si può scrivere:

$$\varphi = L'i \; ; \qquad [7]$$

sostituendo nell'espressione di e tale valore di φ si ottiene:

$$e = nL' \frac{di}{dt} = L \frac{di}{dt} , \qquad [8]$$

ove si è posto $L = nL'$. Allora:

$$L = \frac{e}{\frac{di}{dt}} = \frac{edt}{di} \quad \text{(henry, volt, secondi, ampere)} \qquad [8']$$

Questo termine si chiama *autoinduzione o induttanza del circuito ed è il rapporto fra la f. e. m. indotta nel circuito e la variazione di corrente, in esso manifestatasi nell'unità di tempo, che ha indotto tale f. e. m.*

Si osservi inoltre che la [7], moltiplicata per n, permette di ricavare per L un'altra equazione di definizione, la seguente:

$$L = n\frac{\varphi}{i}, \qquad [7']$$

che si può leggere: *l'induttanza è uguale al rapporto fra il flusso e la corrente che lo determina, il tutto moltiplicato per il numero n delle spire ossia dei concatenamenti del flusso* φ *con il circuito.*

Per aumentare l'induttanza occorre aumentare la f. e. m. indotta a parità di variazione unitaria della corrente. Ciò si può ottenere in due modi diversi:

1) avvolgendo opportunamente il circuito a spire serrate in modo che il flusso creato da ciascuna spira sia concatenato anche con tutte le altre o col maggiore numero possibile di esse;

2) aumentando il flusso creato dal circuito per un certo valore della corrente i. Tale flusso dipende ancora a sua volta da n ma si può anche ulteriormente aumentare accrescendo la *permeabilità* dei materiali che costituiscono il *circuito magnetico*. Ciò si ottiene disponendo lungo il percorso delle linee di forza magnetica (circuito magnetico) i così detti *materiali magnetici*.

I materiali magnetici di cui disponiamo presentano però i noti inconvenienti che sono essenzialmente due:

1). la caratteristica di magnetizzazione non è reversibile; essa presenta l'aspetto di fig. 110; cioè si ha un *ritardo* fra magnetizzazione (flusso) e causa magnetizzante (campo). Tale ritardo ha come conseguenza una dissipazione di energia allorchè il campo (corrente) è alternativo, dissipazione sulla quale è già stato detto al paragrafo 83;

2) il fenomeno della *saturazione* per cui, oltre certi limiti, il flusso aumenta assai meno rapidamente della corrente, come è indicato in fig. 110, (4), cioè non è più verificata la [7].

(4) Cambiando le scale si può segnare in ordinate invece che il flusso φ l'induzione B; infatti $B = \frac{\varphi}{S}$ (S = superficie della sezione del circuito magnetico) e sulle ascisse il campo H invece che la corrente i; infatti, usando il sistema Giorgi: $H = \frac{ni}{l}$ (l = lunghezza del circuito magnetico).

Allorchè la caratteristica presenta l'aspetto di fig. 110 l'espressione [7'] non è più equivalente alla [8'] ed oltre a ciò il risultato, fornito da ciascuna di esse, è diverso da punto a punto. Qui il problema è ancora più complesso di quello che si presenta nei circuiti resistivi a caratteristica non lineare perchè colà la caratteristica è reversibile, qui invece, in seguito ai fenomeni d'isteresi, non lo è. Comunque, in analogia a quanto si fa per i circuiti resistivi (v. paragrafo 29), si può definire la *induttanza differenziale* di un circuito, la quale, per variazioni infinitesime, è espressa dalla [8] che in seguito alla [7] si può anche scrivere:

$$L = n \frac{d\varphi}{di} ; \qquad [9]$$

ovvero, per variazioni finite:

$$L = n \frac{\Delta\varphi}{\Delta i} \ (5) . \qquad [9']$$

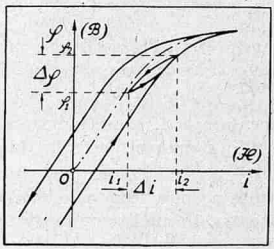


FIG. 110.

Comportamento dei materiali magnetici. Il piccolo ciclo segnato si ottiene quando, aumentando la corrente, non si superi il valore i_2 e si supponga che la corrente oscilli tra i_1 ed i_2.

La [9'] definisce in realtà una induttanza media che il circuito presenta allorquando la corrente varia fra i valori i_1 ed i_2. *Il valore di L così definito è quello che conviene usare allorquando il circuito magnetico comprenda materiali imperfetti* sebbene in realtà in tal caso non sia rigoroso parlare di induttanza costante, neppure per variazioni della corrente relativamente piccole.

Infine notiamo che, allorquando il circuito magnetico comprende materiali magnetici, in corrispondenza delle variazioni della corrente si compie un ciclo d'isteresi. Tale ciclo, se le escursioni della corrente non sono simmetriche rispetto all'origine degli assi, non è simmetrico ed inoltre la sua forma e la sua posizione dipendono anche dalle vicende magnetiche precedentemente subite dal materiale. Uno di tali cicli è disegnato in fig. 110 nella supposizione che la corrente non abbia mai superato il valore i_2.

Tutte queste anomalie sono dovute alla presenza dei materiali magnetici e perciò non si manifestano allorquando le linee di flusso si chiudono

(5) I corrispondenti rapporti fra le grandezze B ed H, com'è noto, forniscono i valori della permeabilità che nel nostro caso si chiamerà *permeabilità differenziale*. Essa è proporzionale ad L.

interamente nell'aria o in un materiale non magnetico. In tal caso è perfettamente verificata la proporzionalità fra flusso e corrente cioè le formule [7'] ed [8'] sono equivalenti ossia danno gli stessi risultati.

Infine se il circuito magnetico è in parte composto di materiali magnetici e in parte di aria allora i fenomeni sopra detti intervengono in ragione della riluttanza del tratto di circuito a caratteristica non lineare (materiale magnetico) rispetto alla riluttanza del circuito a caratteristica lineare (aria).

87. - Bobine di autoinduzione.

Sono dispositivi che localizzano in un piccolo spazio una grande induttanza. Essi consistono in un conduttore avvolto a spire più o meno serrate su un nucleo di materiale magnetico, oppure no.

Il calcolo dell'induttanza di una bobina si fa facilmente se ognuna delle linee di flusso si concatena con tutte le spire. Ciò avviene in maniera rigorosa se le spire sono avvolte uniformemente su di un nucleo avente forma di toro (anello). In tale caso si ha:

$$\varphi = BS \; ; \qquad B = \mu H \; (^6) \; ; \qquad H = \frac{ni}{l} \; (^7) \; ;$$

(6) Si ha:

$$\mu = \frac{B}{H} = \frac{\varphi}{ni} \cdot \frac{l}{S} = L \frac{l}{n^2 S} \; ;$$

perciò la permeabilità risulta omogenea con una induttanza divisa per una lunghezza e si misurerà quindi in henry per metro (H/m).

(7) Si usa qui il sistema di unità Giorgi oltre che per il fatto che le formule risultano, in generale, formalmente più semplici, soprattutto perchè esso è fisicamente più soddisfacente. Convengo che ciò possa portare a qualche difficoltà dato che ancora il sistema non è entrato completamente nell'uso e che mancano, per ora, i testi di elettrotecnica uniformati a questo sistema. D'altro lato tale sistema è stato recentemente approvato dalla Commissione Elettrotecnica Internazionale, perciò il danno e la confusione che ne nascerà nel periodo di transizione, si può ritenere ormai inevitabile. Conviene pertanto affrettare quanto più è possibile la unificazione dei criteri secondo le idee del Giorgi. D'altro lato, nel presente volume, ho fatto tutto il possibile per arrivare a formule tali che conducano immediatamente e senza difficoltà agli stessi risultati numerici (come deve naturalmente avvenire) delle formule classiche. Ciò p. es. è stato ottenuto nella [10'] introducendo la grandezza senza dimensioni μ_r e di conseguenza la $\mathfrak{R}_r$, le quali hanno gli stessi valori delle grandezze μ ed $\mathfrak{R}$ misurate nel sistema magnetico pratico precedentemente usato. È comparso perciò il termine μ_0, e mi sembra che anche ciò contribuisca alla chiara ed esatta interpretazione del fenomeno. Queste considerazioni e quelle relative alle precise definizioni e significati delle grandezze caratteristiche dei circuiti elettrici conducono a dilungarsi un poco su questioni che dovrebbero essere direttamente trattate nei libri di elettrotecnica.

ove: B = induzione magnetica; μ = permeabilità del materiale di cui è formato il circuito magnetico; H = campo magnetico; S = sezione ed l = lunghezza del circuito magnetico, ossia sezione e circonferenza media del nucleo toroidale. Applicando la [8'] si ottiene:

$$L = \mu \frac{n^2 S}{l} = \frac{n^2}{\frac{l}{\mu S}} . \qquad [10]$$

Indicando allora con μ_0 la permeabilità del vuoto e con μ_r, il rapporto:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} ,$$

cioè la permeabilità del materiale riferita a quella del vuoto (permeabilità relativa) e con $\mathfrak{R}_r$ la riluttanza corrispondente che vale:

$$\mathfrak{R}_r = \frac{l}{\mu_r S} , \qquad [11]$$

si ha:

$$L = \mu_0 \frac{n^2}{\mathfrak{R}_r} = \mu_0 \mu_r \frac{n^2 S}{l} ; \qquad [10']$$

ove:

$\mu_0 = 1{,}257$ μH/m [7];
μ_r = valore che si trova nelle tabelle del materiale;
S in m², l in m;
L in μH.

La [10'] è ancora valida per un *solenoide* di lunghezza l molto grande rispetto al suo diametro d (si suppone che la sezione sia circolare) e poichè $S = \frac{\pi}{4} d^2 = 0{,}786\, d^2$, conglobando in un unico coefficiente anche il valore di μ_0 e supponendo che il circuito magnetico non sia occupato da materiali magnetici, ossia supponendo $\mu_r = 1$ si ha:

$$L = 0{,}987 \cdot \frac{n^2 d^2}{l} = \sim \frac{n^2 d^2}{l} . \qquad [12]$$

Allorquando invece la bobina cilindrica di diametro d ha una lunghezza l qualsiasi il campo non è tutto contenuto dentro alla bobina. La fig. 111 dà un'idea dell'andamento delle linee di forza e mostra come non tutte si concatenano con tutte le spire. Perciò l'induttanza di ciascuna spira (L') va diminuendo passando dal centro della bobina verso l'estremità e quindi l'induttanza totale L è minore di quella ricavata con la [12]. Si può tener conto di ciò scrivendo la [12] sotto la forma:

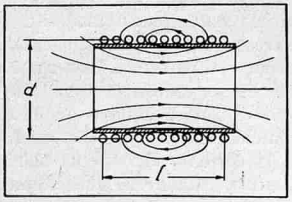


FIG. 111.
Linee del campo magnetico di una bobina cilindrica ad uno strato.

$$L = k \frac{n^2 d^2}{l} \quad (\mu H,\ m)\ ; \qquad [12']$$

ove k è un coefficiente di riduzione ricavato sperimentalmente e dato dalla tabella seguente:

TABELLA IX

$\frac{d}{l}$	k	$\frac{d}{l}$	k	$\frac{d}{l}$	k	$\frac{d}{l}$	k
0	0,987	0,40	0,838	1,25	0,630	5	0,315
0,05	0,965	0,45	0,823	1,50	0,587	6	0,281
0,10	0,945	0,50	0,808	1,75	0,550	7	0,255
0,15	0,926	0,60	0,779	2,00	0,518	8	0,234
0,20	0,907	0,70	0,752	2,5	0,465	9	0,216
0,25	0,889	0,80	0,726	3,0	0,425	10	0,200
0,30	0,871	0,90	0,702	3,5	0,390	20	0,12
0,35	0,854	1,00	0,680	4,0	0,360	100	0,035

Sarà questa la formula che converrà usare comunemente per le bobine ad un solo strato. Essa non tiene conto del diametro del filo, ma i risultati sono egualmente approssimati generalmente a meno del 10 %, approssimazione che è comunemente soddisfacente per i calcoli di progetto e che comunque è difficile superare anche con formule più complesse. Per il calcolo delle bobine avvolte diversamente rimandiamo ai manuali.

88. - Mutuainduzione fra due circuiti.

Se il flusso che produce la f. e. m. indotta, invece di essere quello creato dal circuito medesimo che subisce l'induzione (circuito *indotto*) è creato dalla corrente che circola in un secondo circuito (*induttore*) valgono ancora tutte le considerazioni fatte nei paragrafi precedenti. Contrassegnamo per es. con gli indici 1 le grandezze relative al primo circuito di n_1 spire e con gli indici 2 quelle relative al secondo circuito di n_2 spire ed indichiamo con e_1 la f. e. m. di *mutuainduzione* che si ha nell'indotto e con i_2 la corrente che circola nell'induttore. Supponiamo che il circuito magnetico, comune ai due circuiti elettrici, non abbia dispersione di flusso cioè che *tutto il flusso si concateni con ambedue i circuiti*, e supponiamo inoltre che tale circuito magnetico sia di forma semplice, per es. toroidale. Allora in tal caso non occorre distinguere con due indici diversi gli elementi che si riferiscono al circuito magnetico; indicheremo quindi con φ il flusso e con M la *mutuainduzione o induttanza mutua fra i due circuiti* definita, più sotto, analogamente all'autoinduzione o induttanza. In modo simile a quanto s'è visto nel paragrafo 86 qui si ha:

$$e_1 = n_1 e'_1 = n_1 \frac{d\varphi}{dt} , \qquad [13]$$

dove:

$$\varphi = BS ; \qquad B = \mu H = \mu_0 \mu_r H ; \qquad H = \frac{n_2 i_2}{l} ,$$

$$\varphi = \mu_0 n_2 \frac{\mu_r S}{l} i_2 = \mu_0 \frac{n_2}{\mathfrak{R}_r} i_2 .$$

Sostituendo nella [13] l'espressione trovata per φ si ottiene:

$$e_1 = \mu_0 \frac{n_1 n_2}{\mathfrak{R}_r} \frac{di_2}{dt} = M \frac{di_2}{dt} ; \qquad [13']$$

dove si è posto:

$$M = \mu_0 \frac{n_1 n_2}{\mathfrak{R}_r} , \qquad [14]$$

in cui $\mathfrak{R}_r$ è la riluttanza del circuito magnetico (comune ai due circuiti elettrici) calcolata in base al valore relativo μ_r della permeabilità.

Si può altresì supporre che il circuito indotto sia il secondo di n_2 spire e che il primo di n_1 spire percorso dalla corrente i_1 sia il circuito induttore. In tal caso si avrà:

$$\varphi = \mu_0 \frac{n_1}{\mathcal{R}_r} i_1 ;$$

$$e_2 = n_2 \frac{d\varphi}{dt} = \mu_0 \frac{n_1 n_2}{\mathcal{R}_r} \frac{di_1}{dt} = M \frac{di_1}{dt} ; \qquad [13'']$$

dove M *ha la medesima espressione* [14] *precedentemente trovata* ossia *nella definizione della mutuainduzione fra due circuiti è indifferente considerare indotto il primo di essi e induttore l'altro o viceversa.* Di conseguenza possiamo scrivere la seguente definizione: *la mutuainduzione M fra due circuiti è il rapporto fra la f. e. m. indotta in uno qualunque di essi e la variazione di corrente, manifestatasi nell'altro nell'unità di tempo, che ha indotto tale f. e. m.*

Se *tutto* il flusso è concatenato con ambedue le bobine significa che l'intero circuito magnetico è il medesimo per tutt'e due e quindi anche la riluttanza $\mathcal{R}_r$ è la stessa per le due bobine ed eguale a quella che si deve introdurre nella [14]. Allora, poichè nelle tre relazioni:

$$L_1 = \mu_0 \frac{n_1^2}{\mathcal{R}_r} , \quad L_2 = \mu_0 \frac{n_2^2}{\mathcal{R}_r} , \quad M = \mu_0 \frac{n_1 n_2}{\mathcal{R}_r} ,$$

il termine $\mathcal{R}_r$ ha lo stesso valore, si ha immediatamente:

$$M^2 = L_1 \cdot L_2 ; \qquad M = \sqrt{L_1 \cdot L_2} . \qquad [15]$$

L'ipotesi che tutto il flusso si concateni interamente con ambedue le bobine è raramente verificata. Ciò avviene rigorosamente solo nel caso in cui esse siano avvolte uniformemente su un nucleo di forma toroidale. Si può invece ottenere che l'ipotesi sia verificata con notevole approssimazione, anche assegnando alle bobine forme costruttivamente semplici, specialmente se si usa un nucleo chiuso, per es. ad anello rettangolare invece che circolare (= toroidale), di materiale magnetico.

Allorquando il flusso comune è solo una parte del flusso totale, ciascuna induttanza si può scindere in due addendi. Il primo dovuto al flusso comune ad ambedue le bobine, l'altro dovuto a quella parte del flusso che si concatena unicamente con la bobina considerata, e creato dalla propria corrente. Si può cioè scrivere:

$$L_1 = L_1' + L_1'' ; \qquad L_2 = L_2' + L_2'' .$$

I termini L_1'' ed L_2'' si chiamano *induttanze dovute al flusso disperso*. La mutuainduzione è, per definizione, dovuta al flusso comune e perciò si ha:

$$M = \sqrt{L_1' \cdot L_2'} \; ; \qquad M < \sqrt{L_1 \cdot L_2} \; ; \tag{15'}$$

il rapporto:

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 \cdot L_2}} \, , \tag{16}$$

eguale ad 1, nel caso della [15] e minore di 1, nel caso della [15'], si chiama *coefficiente di accoppiamento* fra le due bobine.

89. - Bobine in serie. Variometri.

Se si considerano due bobine rispettivamente di induttanza propria L_1 ed L_2, percorse dalle correnti i_1 ed i_2 e fra le quali vi sia una mutua induzione M, le f. e. m. indotte nelle due bobine sono rispettivamente:

$$e_1 = \left(L_1 \frac{di_1}{dt} \pm M \frac{di_2}{dt} \right),$$

$$e_2 = \left(L_2 \frac{di_2}{dt} \pm M \frac{di_1}{dt} \right);$$

ove le f. e. m. di mutuainduzione: $M \dfrac{di_2}{dt}$ e $M \dfrac{di_1}{dt}$ si sommano o si sottraggono a quelle di autoinduzione secondochè i flussi creati dalle due bobine sono concordanti o contrari. Se le due bobine si collegano in serie la corrente nelle due bobine è la medesima e perciò la f. e. m. totale di autoinduzione risulta:

$$e = e_1 + e_2 = (L_1 + L_2 \pm 2M) \frac{di}{dt} \, .$$

L'autoinduzione complessiva è dunque:

$$L = L_1 + L_2 \pm 2M.$$

Nel caso delle bobine in serie la scelta del segno + o del segno − non dipende dalla direzione della corrente perchè se essa cambia di direzione in una bobina deve cambiare anche nell'altra; dipende invece dal senso di avvolgimento e dalla maniera di connessione. Perciò la [17] si può anche scrivere:

$$L = L_1 + L_2 + 2\,M \, , \tag{17'}$$

restando inteso che il segno ± deve intendersi conglobato in M ossia che M può risultare positivo o negativo.

Il valore di M dipende dall'accoppiamento delle due bobine cioè dalla loro posizione reciproca. Mediante due bobine collegate in serie e montate in modo che una di esse si possa spostare opportunamente rispetto all'altra, si può perciò attuare una *induttanza variabile* o *variometro*. Esso può essere costruito in vario modo; un tipo comune è quello illustrato in fig. 112. In esso, allorquando le bobine sono parallele e il collegamento è fatto in modo che la corrente circoli in ambedue nella stessa direzione, si ha la massima autoinduzione complessiva perchè M assume, in tal caso, il massimo valore positivo; allorchè le due bobine sono ortogonali $M = 0$ quindi $L = L_1 + L_2$; infine, quando le due bobine sono parallele, ma ruotate di 180° rispetto al caso precedente, ossia la corrente circola in esse in direzione contraria, l'induttanza complessiva assume il minimo valore perchè M ha, in tal caso, il massimo valore negativo. Per ottenere la massima variazione d'induttanza occorre avere $L_1 = L_2 = L_0$, $k = 1$. Allora si ha: $L_{min} = 0$, $L_{max} = 4\,L_0$. Questa condizione non è in pratica attuabile perche $k < 1$. È per avvicinarsi ad essa che talora si costruiscono i supporti delle bobine del variometro di forma sferica; in questo modo, pur permettendo la libera rotazione della bobina interna (*rotore*), si può ottenere un accoppiamento notevolmente più elevato, fino a $0{,}8 \div 0{,}85$. Allora si ottengono per L valori compresi fra $0{,}4\,L_0$ e $3{,}6\,L_0$ per $k = 0{,}8$ e compresi fra $0{,}3\,L_0$ e $3{,}7\,L_0$ per $k = 0{,}85$ [8]. Talora si usano anche cautele od accorgimenti vari di altro genere.

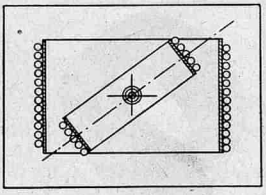


FIG. 112.
Variometro o induttanza variabile.

90. - Capacità distribuita delle bobine.

Poichè le successive spire di una bobina percorsa da corrente si trovano a differente potenziale, fra esse si stabiliscono linee di forza elettriche. Ciò equivale a dire che fra le spire esiste una certa capacità. L'intensità del campo elettrico fra le due spire considerate e quindi l'effetto capacitivo fra esse, sarà tanto maggiore quanto maggiore sarà la d. d. p. fra le due spire, ossia quanto meno esse sono consecutive, lungo il percorso della corrente, e quanto più esse sono vicine. Inoltre occorrerà talora

[8] Pertanto con tali accoppiamenti anche le induttanze consentono una regolazione che può abbracciare un campo i cui estremi stanno in un rapporto dell'ordine di 1 : 10 cioè dello stesso ordine di quello di un normale condensatore variabile.

tenere presente che necessariamente esiste anche una certa capacità fra la bobina e i corpi conduttori estranei. La fig. 113 illustra schematicamente l'andamento delle linee di forza fra le spire di una bobina a due strati e fra le spire e un conduttore estraneo.

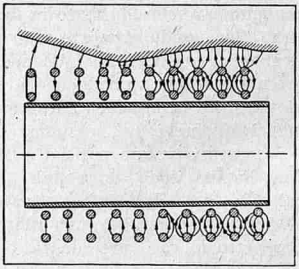


FIG. 113.
Campo elettrico fra le spire e verso massa di una bobina cilindrica a due strati. La carica elettrica accumulata da tale campo determina la capacità distribuita della bobina.

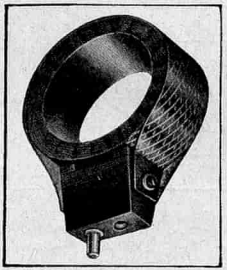


FIG. 114.
Bobina a nido d'ape. I conduttori a contatto non sono paralleli ma incrociati, quelli paralleli sono distanziati; si ottiene così una piccola capacità distribuita.

Per ridurre la capacità distribuita di una bobina si usano talora particolari tipi di avvolgimenti che hanno per scopo di tenere le spire piuttosto

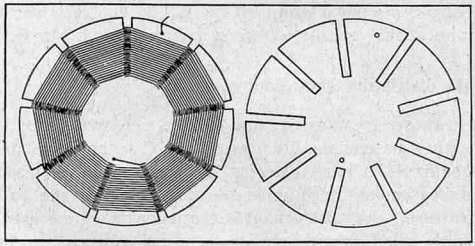


FIG. 115.
Bobina a fondo di paniere e suo supporto.

lontane fra loro. Due tipi comunemente impiegati sono l'avvolgimento a *nido d'ape* (v. fig. 114) e l'avvolgimento a *fondo di paniere* (vedi fig. 115).

C) Capacità.

91. - Capacità fra due conduttori.

Le linee del campo elettrico hanno inizio su un conduttore a potenziale più elevato e termine su uno a potenziale più basso, esse hanno per estremità le cariche elettriche. Supporremo di rappresentare il campo elettrico schematicamente con una linea per ogni unità di carica, allora il numero delle linee di forza che partono o arrivano al conduttore misura anche la carica rispettivamente positiva o negativa del conduttore. Il numero delle linee del campo e quindi la carica q posseduta dai conduttori, è proporzionale alla d. d. p. v che vi è fra essi, ovvero:

$$q = Cv \,. \qquad [18]$$

Il fattore di proporzionalità:

$$C = \frac{q}{v} \qquad [18']$$

si chiama *capacità* esistente fra i due conduttori considerati. La equazione di definizione [18'] è l'equazione analoga alla [7'] mentre la [18] corrisponde alla [7].

Una seconda equazione di definizione per la capacità, analoga alla [8'] è, come al solito, naturalmente non indipendente da quella precedente, si ottiene osservando che:

$$dq = Cdv \;; \qquad dq = idt \;;$$

di cui la prima scende dalla [18] e la seconda è una equazione di definizione della corrente. Da queste, eguagliandole, si ha:

$$i = C\frac{dv}{dt} \qquad [19]$$

ovvero:

$$C = \frac{i}{\frac{dv}{dt}} = \frac{idt}{dv}, \qquad [19']$$

che sono le relazioni analoghe alle [8] e [8'].

Per aumentare la capacità si può:

1) agire sulle dimensioni dei conduttori e sulla loro distanza;

2) aumentare la *costante dielettrica* dello spazio occupato dal campo elettrico, ciò che si ottiene disponendo ivi i così detti *materiali dielettrici*.

A differenza però di quanto succede per i materiali magnetici, i materiali dielettrici sono assai più numerosi e di caratteristiche varie, sebbene essi non abbiano valori della costante dielettrica così elevati come quelli che si hanno per la permeabilità magnetica. Oltre a ciò i dielettrici non presentano inconvenienti così gravi come quelli incontrati per i materiali magnetici. In primo luogo essi non presentano spiccati fenomeni di saturazione; inoltre la caratteristica di elettrizzazione per molti dielettrici risulta, con molta approssimazione, reversibile e solo alcuni fra essi presentano marcatamente il fenomeno dell'isteresi cioè del ritardo fra polarizzazione elettrica e campo. In ogni caso però tale ritardo, che per i dielettrici, a differenza di quanto succede per i materiali magnetici, si può ritenere costante, è assai minore che per questi e la perdita di energia corrispondente ad un ciclo è generalmente molto piccola. La potenza perduta può essere invece notevole nel caso in cui il dielettrico sia sottoposto ad un campo ad alta frequenza. Perciò nella scelta del dielettrico occorre tener presente anche questo fattore importante.

Per quanto riguarda invece la definizione di capacità, per i dielettrici non eccessivamente scadenti si può ritenere sempre verificata la legge di proporzionalità fra q e v e perciò le equazioni di definizione [18'] e [19'] risultano sempre equivalenti con sufficiente approssimazione.

92. - Condensatori.

Sono dispositivi che localizzano in un piccolo spazio una grande capacità. Essi consistono di due armature, ciascuna delle quali è composta di un certo numero di conduttori collegati fra loro.

Il calcolo della capacità di un condensatore si fa facilmente per es. nel caso del condensatore piano composto di due o più piastre piane e parallele. In tal caso tutto il campo è contenuto fra la parte affacciata delle piastre, perciò si avrà:

$$q = (N-1)\,DS\ ; \qquad D = \varepsilon E\ ; \qquad E = \frac{v}{d}\ ;$$

ove:

$N-1$ = numero degli spazi o zone in parallelo (ossia sottoposti alla medesima d. d. p. v) in cui si crea il campo elettrico (v. fig. 116);

D = spostamento elettrico (v. paragrafo 10);

ε = costante dielettrica del materiale dielettrico;

E = campo elettrico;

S = sezione e d = lunghezza del circuito dielettrico, ossia

S = superficie affacciata e d = distanza fra le piastre (v. fig. 116).

Applicando allora la [18'] si ottiene:

$$C = \varepsilon \frac{(N-1)\,S}{d}\ (^9)\ .\qquad [20]$$

Indicando allora con ε_0 la costante dielettrica del vuoto e con ε_r (10) il rapporto:

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\ ,$$



FIG. 116.
Condensatore ad armature piane.

cioè la costante dielettrica del dielettrico riferita a quella del vuoto (*costante dielettrica relativa*), si ha:

$$C = \varepsilon_0\,\varepsilon_r \frac{(N-1)\,S}{d}\ ,$$

---

(9) La [20] può anche essere scritta sotto la forma $C = (N-1)/\dfrac{d}{\varepsilon S}$ mettendo in evidenza il termine $\dfrac{d}{\varepsilon S}$ che si può chiamare *riluttanza dielettrica*, analogo alla riluttanza magnetica.

(10) Spesso questa costante senza dimensioni viene indicata anche con k.

ove:

$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-6}$ μF/m = 8,85 pF/m ;

ε_r = valore che, per i diversi dielettrici, si trova nelle apposite tabelle;

S in m², d in m ;

C in μF o in pF in base al valore scelto per ε_0 .

La capacità di un condensatore si può ricavare anche in altri casi cioè per forme diverse delle due armature del condensatore; per tale calcolo rimandiamo altrove.

93. - Condensatori variabili.

Essi sono attuati generalmente formando le due armature a mezzo di piastre piane fissate insieme parallelamente ed a distanza costante. Una

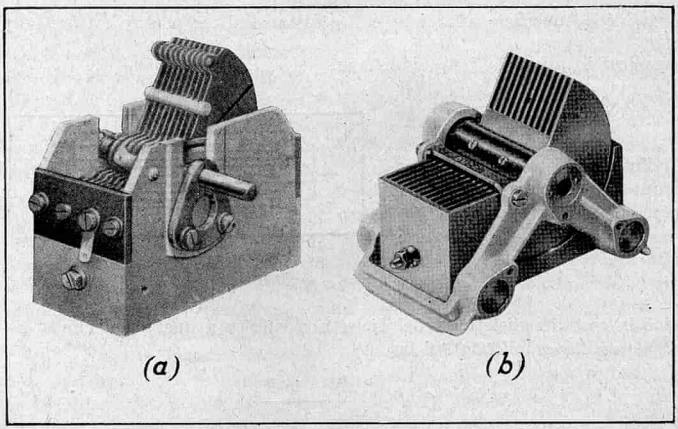


FIG. 117.

Condensatori variabili semplici: *a*) tipo normale; *b*) tipo in cui ciascuna armatura è ricavata per fresatura da un blocco di alluminio.

di queste armature può ruotare intorno ad un asse perpendicolare alle piastre in modo da potersi gradualmente inserire fra le lamine dell'altra che è fissa (v. fig. 117). Si viene così a rendere variabile la superficie S

affacciata e quindi la capacità. Sagomando opportunamente il profilo delle lamine mobili si possono ottenere convenienti leggi di variazione della capacità in funzione dell'angolo di rotazione. Le forme più usate sono quelle che forniscono una:

variazione lineare della capacità;
variazione lineare della lunghezza d'onda;
variazione logaritmica della capacità;
variazione lineare di frequenza.

La prima, come ben s'intuisce, è semicircolare, le altre presentano un aspetto simile a quello indicato in fig. 118, ove la differenza fra i raggi corrispondenti ad $\alpha = \pi$ ed $\alpha = 0$ è massima per il condensatore a variazione lineare di frequenza e minima per quello a variazione lineare della lunghezza d'onda. Quello rappresentato in fig. 118, corrisponde all'incirca ad una variazione logaritmica della capacità.

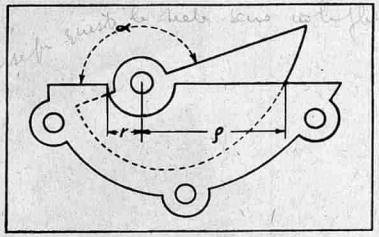


FIG. 118.
Forma delle lamine di un condensatore variabile.

Un condensatore variabile, anche allorquando le armature mobili sono completamente disinserite, ossia per $\alpha = 0$, non ha capacità zero, bensì un certo valore minimo di capacità che si chiama *capacità residua*. È opportuno, per poter avere la massima variazione percentuale della capacità, che essa sia più ridotta ch'è possibile. In generale essa ha un valore che in pratica va da 1/10 a 1/30 della capacità massima.

Spesso nei radioricevitori si impiegano vari condensatori variabili (2 o 3) comandati insieme da un unico albero ed aventi le armature mobili connesse fra loro e alla massa del telaio del ricevitore (v. fig. 119).

94. - Vari tipi di condensatori fissi.

Per attuare condensatori a capacità fissa di piccole dimensioni si usa interporre fra le armature un dielettrico solido. Si ottiene così il risultato di aumentare la capacità, sia in seguito all'aumento della costante dielettrica, sia in seguito alla possibilità di poter diminuire la distanza fra le armature usando spessori del dielettrico molto ridotti. Un dielettrico

di ottima qualità, sia a causa delle perdite molto ridotte che esso determina, sia per l'elevato isolamento, sia ancora per il valore abbastanza elevato della costante dielettrica ($\varepsilon_r = 6 \div 8$ secondo la qualità) è la

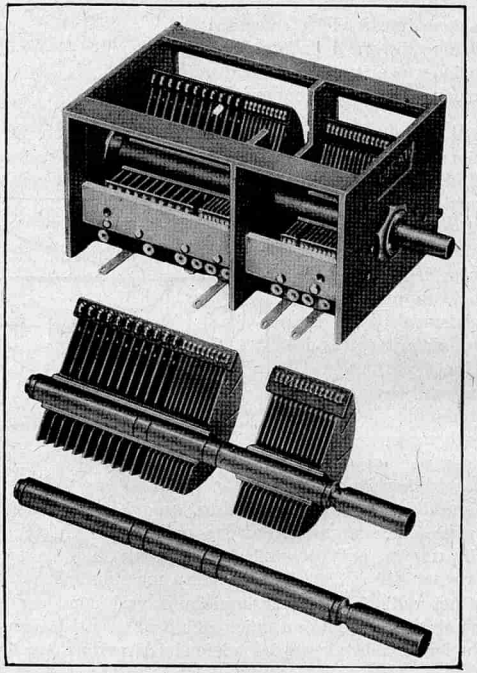


FIG. 119.
Condensatore variabile doppio e suoi elementi.

mica che viene perciò spesso impiegata per la costruzione dei buoni condensatori fissi (fig. 120 *b* e *c*).

Un altro tipo di condensatore di qualità paragonabile a quella dei tipi a mica ed anche molto compatto e stabile è quello che usa come dielettrico particolari tipi di *ceramica a forte costante dielettrica* (fino ad 80 ÷ 90).

Altri condensatori, di qualità più scadente ma ancora più compatti, si ottengono usando come dielettrico un sottile nastro di *carta paraffinata*; le armature sono costituite invece da due nastri di stagnola. Il tutto viene arrotolato in modo compatto e impregnato di paraffina (v. fig. 120 *a*). Questa attuazione, per la sua compattezza è specialmente adatta per i

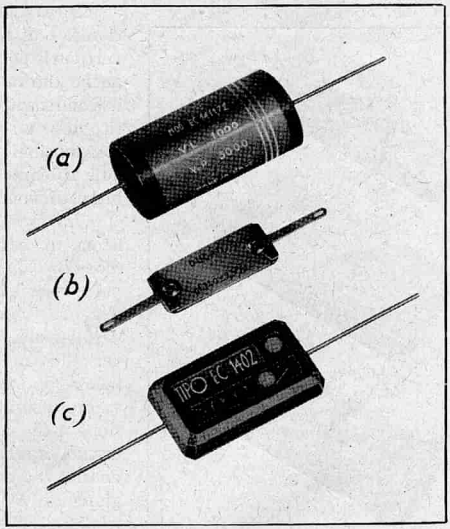


FIG. 120.
Condensatori fissi: *a*) a carta tipo avvolto a cartuccia; *b*) a mica metallizzata; *c*) a carta o a mica in custodia di bachelite stampata.

condensatori di grossa capacità, essa però presenta, fra gli altri, anche l'inconveniente di somministrare al condensatore una notevole *induttanza distribuita*, la quale può essere notevolmente diminuita con accorgimenti speciali.

Infine un altro tipo di condensatore, ancora più compatto, ma anche più scadente, è il *condensatore elettrolitico* il quale consiste di due lamine di alluminio di cui una, mediante un opportuno processo di formazione, viene superficialmente ossidata. La pellicola di ossido di alluminio che

copre la lamina può riuscire perfettamente continua in modo da formare così il dielettrico di un condensatore. L'altra armatura è formata da un elettrolita, opportunamente immobilizzato, a contatto con la seconda piastra di alluminio.

La pellicola di ossido che costituisce il dielettrico è di formazione elettrolitica e durante il processo di formazione essa si deposita sull'anodo e viene facilmente deteriorata o distrutta se si invertono le polarità. Perciò, anche durante il servizio, il condensatore elettrolitico deve essere usato solo con tensioni pulsanti che non abbiano mai a cambiare di polarità.

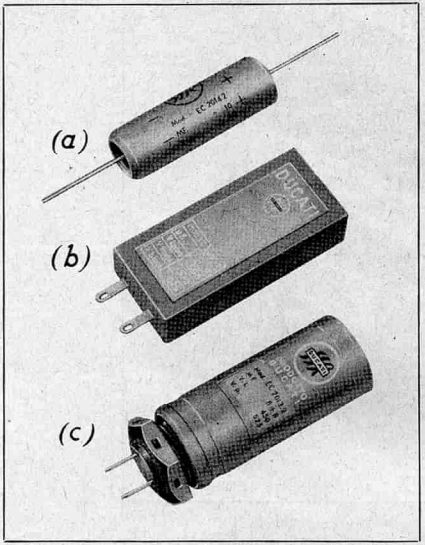


FIG. 121.
Condensatori elettrolitici: *a*) tipo a cartuccia per basse tensioni; *b*) in custodia di cartoncino impermeabile; *c*) in custodia cilindrica di alluminio.

Lo spessore della pellicola di ossido è tanto maggiore quanto più elevata è la tensione di formazione; non si possono però superare certi limiti. Da questo spessore dipende naturalmente il valore massimo della tensione che si può, senza danno, applicare al condensatore; essa può raggiungere 500 ÷ 550 V e talora 750 ÷ 800 V. La pellicola, anche per tensioni di formazione elevate, riesce molto sottile (circa 10^{-4} cm) e ancor più sottile (fino a 10^{-6} cm) riesce con tensioni di formazione più ridotte; perciò si raggiungono elevati valori della capacità con condensatori di dimensioni assai piccole (v. fig. 121). In questi condensatori però l'elettrolita presenta una notevole resistenza che si dispone in serie con il condensatore e che ne aumenta le perdite di energia; tali tipi di condensatori risultano quindi molto compatti ma di qualità sca-

dente, perciò essi devono venire adoperati solo dove occorrono grandi capacità di piccole dimensioni.

La tensione di servizio di un condensatore deve essere naturalmente una conveniente aliquota della tensione di perforazione del dielettrico. Perciò i condensatori che devono sopportare tensioni più grandi devono anche avere un dielettrico di maggiore spessore e quindi essi riescono di dimensioni più grandi sia per l'aumento dello spessore del dielettrico sia sopratutto perchè, a parità di superficie delle armature, la capacità diminuisce.

D) Principio della dualità.

95. - Dualità fisica fra fenomeni magnetici e fenomeni dielettrici.

La trattazione svolta nei paragrafi precedenti mostra una marcata analogia fra i fenomeni magnetici e i fenomeni dielettrici [11]. Tale analogia nei fenomeni si trasferisce naturalmente nelle formule. Per metterla ancor più in evidenza riportiamo qui alcune delle formule già scritte:

$$C = \frac{idt}{dv}\,; \qquad L = \frac{edt}{di}\,;$$

$$q = Cv\,, \qquad \varphi = L'i\,,$$

$$D = \varepsilon E\,, \qquad B = \mu H\,.$$

In base a questa analogia le leggi che governano i fenomeni dielettrici e quelle che governano i fenomeni magnetici possono assumere enunciati ed espressioni analitiche, che differiscono fra loro solo per lo scambio, rispettivamente, di alcune parole o di alcuni simboli. Le grandezze che occorre scambiare e le formule o le frasi ottenute mediante tale scambio si chiamano *duali fra loro*. In seguito poi alla dualità fra *tensione e corrente* nasce una *dualità di forma* nei circuiti, cioè i circuiti sottoposti alla medesima *tensione*, ovvero in *parallelo*, risulteranno *duali* con quelli sottoposti alla medesima *corrente*, ovvero in *serie*.

---

[11] Lascieremo qui il nome generico di *fenomeni elettrici* a tutti i fenomeni che riguardano l'elettricità.

Il principio della dualità permette allora di ottenere da un fenomeno quello duale mediante i seguenti scambi:

v = tensione (V)	i = corrente (A)
C = capacità (F)	L = induttanza (H)
q = carica (di-)elettrica (A · s) [12]	φ = flusso magnetico (V · s) [12]
E = campo dielettrico (V/m)	H = campo magnetico (A/m)
ε = costante dielettrica (F/m)	μ = costante (permeabilità) magnetica (H/m)
dielettrico	magnetico
serie	parallelo

e viceversa.

È da osservare che la dualità non si può applicare in talune formule quantitative [13].

Applichiamo subito il principio della dualità ora esaminato.

96. - Perdita di energia.

NEI CONDENSATORI

In un condensatore vi sono varie cause di perdita di energia; esse risiedono:

1) nel materiale dielettrico eventualmente sottoposto al campo dielettrico;
2) nella resistenza R_P di isolamento fra le armature (da considerare in parallelo con esse);

NELLE INDUTTANZE

In una induttanza vi sono varie cause di perdita di energia; esse risiedono:

1) nel materiale magnetico eventualmente sottoposto al campo magnetico;
2) nella resistenza R_S del conduttore (da considerare in serie con esso);

[12] Si ha infatti: $dq = idt$ e $d\varphi = edt$ (v. paragrafi 86 e 91). L'unità di carica dielettrica, A · s (ampere secondo) si chiama *coulomb* e l'unità di flusso V · s (volt secondo) si chiama *weber*. Infine si osservi che flusso magnetico e carica (o massa) magnetica sono grandezze omogenee come pure carica dielettrica e flusso dielettrico.

[13] Per es. quelle relative al calcolo delle induttanze e delle capacità. In realtà non vediamo quale sia il duale del numero delle spire. Ciò risiede probabilmente nel fatto che il campo magnetico è circuitale mentre quello dielettrico no. Desideriamo infine osservare che non si vede neppure una conveniente dualità geometrica la quale sappia rispondere a domande di questo genere: quale è l'induttanza duale di un condensatore piano?

3) nella resistenza R_S delle armature (da considerare in serie con esse).

Un condensatore reale è allora equivalente al circuito rappresentato in fig. 122 *a* ove C è una capacità perfetta ed R_d una resistenza che, sottoposta alla tensione istantanea v del condensatore, assorbe in ogni istante una energia eguale a quella in realtà assorbita dal materiale dielettrico (vedi 1).

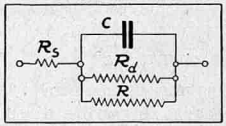


FIG. 122 *a*.
Circuito equivalente ad un condensatore reale (cioè con perdite).

3) nella resistenza R_P di isolamento fra le spire affiancate (da considerare in parallelo con esse).

Una induttanza reale è allora equivalente al circuito rappresentato in fig. 122 *b* ove L è una induttanza perfetta ed R_m una resistenza che, percorsa dalla medesima corrente istantanea i della induttanza, assorbe in ogni istante un'energia eguale a quella in realtà assorbita dal materiale magnetico (vedi 1).

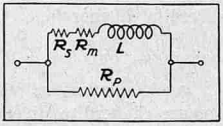


FIG. 122 *b*.
Circuito equivalente ad una bobina reale (cioè con perdite).

Tutte le resistenze e le perdite sopra dette debbono essere computate per la frequenza di lavoro.

In pratica per semplicità conviene rappresentare globalmente tutte le perdite con un'unica resistenza virtuale posta, secondo la convenienza, in parallelo o in serie. Tale resistenza sarà scelta in maniera che, nelle identiche condizioni di funzionamento, dia origine alla medesima perdita di energia determinata complessivamente dalle tre resistenze della fig. 122 *a* (condensatore) oppure da quelle di fig. 122 *b* (induttanza). Indicando semplicemente con R_S la nuova resistenza virtuale se posta in serie (tanto più piccola quanto più piccole sono le perdite) e con R_P la nuova resistenza virtuale se posta in parallelo (tanto più grande quanto più piccole sono le perdite):

il circuito equivalente ad un condensatore reale (ossia con perdite) può essere, a volontà, rappresentato semplicemente in uno dei due modi indicati in fig. 123 *a*.

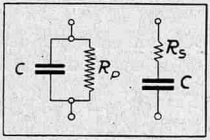


FIG. 123 *a*.
Semplificazione del circuito di fig. 122 *a*.

il circuito equivalente ad una induttanza reale (ossia con perdite) può essere, a volontà, rappresentato semplicemente, in uno dei due modi indicati in fig. 123 *b*.

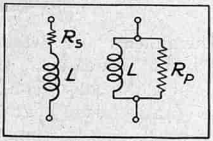


FIG. 123 *b*.
Semplificazione del circuito di fig. 122 *b*.

Notiamo che l'equivalenza è valida solo per una determinata frequenza. Ciò però non rende i circuiti delle figg. 123 più imprecisi di quelli delle figg. 122 perchè le tre resistenze colà indicate e in particolar modo le R_d (condensatore) ed R_m (induttanza), sono da ritenere anch'esse funzioni della frequenza.

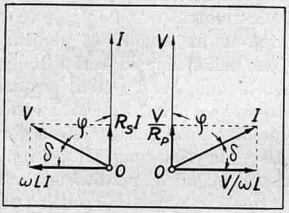


FIG. 124 *a*.
Angolo di perdita di un condensatore.

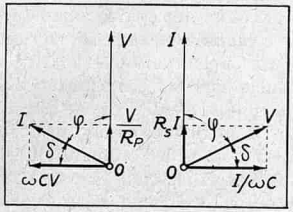


FIG. 124 *b*.
Angolo di perdita di una bobina.

Per i circuiti di fig. 123 si possono tracciare i diagrammi rappresentati rispettivamente nelle figg. 124 *a* e 124 *b*. Risulta pertanto che, in seguito alla presenza di perdite, l'angolo φ di sfasamento fra la tensione e la corrente non è di 90°, come succede teoricamente per un condensatore o una bobina ideali, ma è minore. L'angolo δ, complemento di φ, si

chiama anche *angolo di perdita*. Si possono pertanto scrivere le seguenti relazioni:

$$\delta = \sim \operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega C R_P} = \omega C R_S$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \omega C R_P = \frac{1}{\omega C R_S} .$$

Generalmente per definire le perdite di un condensatore si usa δ che, essendo di solito molto piccolo, è praticamente uguale a $\operatorname{tg} \delta$; si usano cioè le espressioni:

$$\delta = \frac{1}{\omega C R_P} = \omega C R_S \qquad [21]$$

$$\delta = \sim \operatorname{tg} \delta = \frac{R_S}{\omega L} = \frac{\omega L}{R_P}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R_S} = \frac{R_P}{\omega L} .$$

Generalmente per definire le perdite di una bobina si usa l'espressione:

$$Q = \frac{\omega L}{R_S} = \operatorname{tg} \varphi \qquad [22]$$

che chiamasi *fattore di qualità della bobina*.

Per ridurre al minimo le perdite nei condensatori occorre sopratutto scegliere un dielettrico di buona qualità. I condensatori che non hanno materiali dielettrici interposti fra le armature si chiamano *condensatori in aria*. Anche per questi però, allorchè si voglia ridurre al minimo ogni causa di perdita, occorre disporre quel dielettrico che serve per fissare meccanicamente fra loro le due armature e che perciò non può mai mancare, ove il campo dielettrico assume i valori più ridotti.

I buoni condensatori ad aria presentano un angolo di perdita ad 1 M Hz dell'ordine $0{,}5 \div 2 \cdot 10^{-4}$ rad. ossia dell'ordine di 1/100 di grado ed anche meno. I condensatori fissi a mica hanno, per la stessa frequenza un angolo di perdita di $5 \div 20 \cdot 10^{-4}$ rad. ossia $\sim$ 3 a 10 primi. I condensatori a carta presentano un angolo di perdita assai più grande e già ad 1 k Hz esso è dell'ordine di $30 \div 100 \cdot 10^{-4}$ rad. cioè quasi di 1°; infine i condensatori elettrolitici a 50 Hz presentano angoli di perdita dell'ordine $300 \div 1000 \cdot 10^{-4}$ rad. cioè di circa 2 a 6 gradi. L'angolo di perdita tende a crescere al crescere della frequenza.

Per le induttanze, a causa delle grandi perdite che producono i materiali magnetici, l'impiego di essi è da abolire completamente per le frequenze elevate. D'altro lato alle frequenze più alte sono in generale necessari valori dell'induttanza più ridotti, per cui l'impiego dei materiali magnetici non si rende necessario. Perciò il loro impiego rimane limitato, oltre che al campo delle frequenze industriali, a quello delle frequenze acustiche ($f < \sim 10000$ Hz). Per frequenze radiotelegrafiche ma non molto elevate

(fra 0,1 e 1 M Hz) si impiegano talora anche nuclei composti con polvere di ferro opportunamente cementata con un materiale isolante. La suddivisione del ferro permette di ridurre assai le perdite per correnti parassite mentre invece la scelta di un materiale avente un ciclo di area assai piccola [14] permette di mantenere entro limiti ridotti le perdite per isteresi. In tale modo le perdite magnetiche complessive risultano piccole e possono venire compensate dalla riduzione della lunghezza del conduttore necessario per ottenere un certo valore di induttanza e quindi dalla riduzione della sua resistenza.

Il fattore di merito di una bobina è una funzione che presenta un massimo al variare della frequenza d'impiego; tali valori massimi di Q per bobine adatte per frequenze comprese fra 0,1 e 10 M Hz presentano i seguenti ordini di grandezza: $\sim$ 100 per bobine correnti; $\sim$ 175 per bobine accurate; $\sim$ 300 per bobine molto accurate (con nucleo di ferro polverizzato nel campo fra 0,1 e 1 M Hz). Solo eccezionalmente si possono raggiungere valori fino a $\sim$ 400. I valori sopra indicati valgono per bobine non schermate; la *schermatura* normale determina una riduzione di Q del 20 ÷ 30 % per bobine in aria e del 10 ÷ 15 % per bobine con nucleo di ferro polverizzato.

[14] Si usano generalmente leghe di ferro e nichel chiamate *permalloi* di qualità, sotto questo riguardo, veramente eccezionali.

CAPITOLO VI

CIRCUITO OSCILLATORIO

A) Generalità.

97. - Caratteristiche di una propagazione per onde.

Una trasmissione radiotelegrafica si compie per mezzo delle onde, chiamate *hertziane* o *radioonde*, che possono venir generate o raccolte da un'antenna.

Si vedrà infatti che quando un adatto circuito (*antenna trasmittente*) è percorso da una corrente alternativa di alta frequenza esso *irradia* energia che si propaga a grande distanza. Inoltre, reciprocamente, un secondo circuito (*antenna ricevente*), investito dall'energia irradiata dal primo, diventa, a sua volta, sede di deboli correnti della medesima frequenza.

Ci occuperemo in seguito della produzione, propagazione e captazione delle onde hertziane; fin d'ora però è necessario ricordare che le grandezze o parametri che caratterizzano un moto ondoso sono:

1) la *frequenza* f o numero di oscillazioni complete che la perturbazione in un punto, compie in ogni secondo;

2) la *velocità di propagazione* delle onde u ;

3) l'*ampiezza* che misura il valore massimo della perturbazione;

4) la *lunghezza d'onda* λ che è la distanza fra due massimi successivi dello stesso segno.

Supporremo che la *velocità di propagazione* e la *frequenza siano costanti* come succede nella maggioranza dei casi ed anche per le radioonde.

Chiameremo *onda semplice* quella in cui il valore istantaneo dell'ampiezza varia *sinusoidalmente* in funzione del tempo. Poichè si è posta la costanza della velocità di propagazione, l'ampiezza dell'onda in ogni istante è sinusoidale anche in funzione della distanza.

L'ampiezza di un'onda in generale va diminuendo al crescere della distanza dalla sorgente.

Sia AB (fig. 125) un segmento uguale allo spazio percorso da un'onda in un minuto secondo, misurato cioè, in metri, dal numero che esprime la velocità u in m/s e sia A il centro in cui nasce una perturbazione di

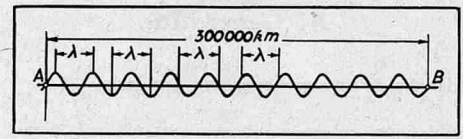


FIG. 125.
Distribuzione delle onde elettromagnetiche lungo lo spazio percorso in un secondo.

frequenza f. In A, in un secondo, si producono f oscillazioni complete, e mentre la prima prodotta ha già raggiunto il punto B, l'ultima sta nascendo in A. Sul percorso AB di u metri sono quindi distribuite f onde complete. La lunghezza di ciascuna è perciò:

$$\lambda = \frac{u}{f} = uT\,, \qquad [1]$$

ove T è il periodo.

Per le onde hertziane, come per tutte le onde elettromagnetiche, la velocità di propagazione nel vuoto è di 300.000.000 m/s = $3 \cdot 10^8$ m/s.

98. - Il circuito oscillatorio.

Per irradiare le radioonde occorre convogliare nell'antenna una corrente ad alta frequenza (p. es. > 30.000 Hz). Il mezzo più comune per generare una tale corrente è quello di impiegare convenientemente il circuito oscillatorio, il quale è essenzialmente composto di una capacità ed una induttanza collegate fra loro. Tuttavia, per le considerazioni svolte al

paragrafo 96, occorre considerare inserita nel circuito anche una resistenza virtuale la quale starà a rappresentare globalmente tutte le cause di perdita d'energia sia del condensatore che dell'induttanza. Come si è visto, tale resistenza può essere indifferentemente disposta in serie o in parallelo. Noi useremo la disposizione in serie, ossia a parità di corrente, che è quella trattata più spesso; perciò il circuito da noi considerato sarà quello di fig. 126. Il lettore potrà ottenere i risultati relativi al caso in cui la resistenza è in parallelo usando il principio della dualità, ovvero con gli scambi indicati al paragrafo 95 (1).

Il circuito oscillatorio può essere impiegato sia per ottenere correnti ad alta frequenza *smorzate*, tali cioè che l'ampiezza massima va gradata-

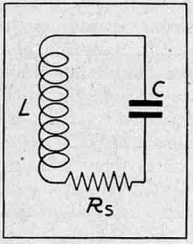


FIG. 126.
Circuito oscillatorio reale.

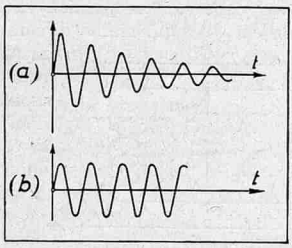


FIG. 127.
Oscillazione smorzata ed oscillazione persistente.

mente diminuendo col tempo come è rappresentato in fig. 127 *a*, sia correnti *persistenti* cioè di ampiezza costante come è rappresentato in fig. 127 *b*.

Le onde irradiate hanno la stessa forma, e si chiamano rispettivamente *onde smorzate* ed *onde persistenti*.

Nel circuito oscillatorio si ottengono correnti smorzate quando l'energia viene rifornita ad intervalli in modo cioè che quella somministrata in un certo istante si vada perdendo fino ad esaurimento quasi completo. Si ottengono invece correnti persistenti quando il rifornimento d'energia avviene con continuità.

---

(1) Duale di R_S è $\frac{1}{R_P}$; infatti si ha: $P = R_S\, I^2 = \frac{1}{R_P}\, V^2$.

99. - Funzionamento del circuito oscillatorio. Oscillazioni libere ed oscillazioni forzate od impresse.

È noto che l'energia necessaria per portare la tensione all'estremità di un condensatore di capacità C dal valore 0 al valore v è:

$$w_C = \frac{1}{2} Cv^2 \ (^2) . \qquad [2']$$

È noto che l'energia necessaria per portare la corrente in una bobina di induttanza L dal valore 0 al valore i è:

$$w_L = \frac{1}{2} Li^2 \ (^2) . \qquad [2'']$$

Si suppone generalmente che la sede di tale energia sia lo spazio occupato dai rispettivi campi dielettrico e magnetico.

Orbene, se supponiamo di somministrare energia ad uno dei due elementi del circuito oscillatorio, p. es. al condensatore, e poi chiudiamo il circuito oscillatorio, succede che nel circuito si manifesta una *corrente oscillatoria*. Per eseguire la carica del condensatore e la successiva chiusura sulla bobina, può essere usato il circuito di fig. 128.

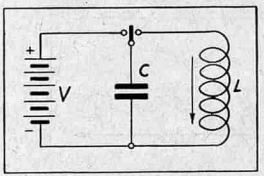


Fig 128.
Circuito che permette di caricare un condensatore e poi scaricarlo nel circuito oscillatorio.

Questo fenomeno si spiega così: appena il circuito viene chiuso la corrente non assume istantaneamente il suo valore massimo bensì va aumentando gradualmente; ciò perchè, in seguito alla presenza della induttanza, non possono aversi brusche variazioni di corrente. Infatti, a causa della legge fondamentale dell'elettromagnetismo:

$$e = L \frac{di}{dt} ,$$

ogni variazione della corrente induce nella bobina una f. e. m. e tale da opporsi alla variazione, cosicchè la corrente può variare solo con relativa

---

(²) Si osservi che, riferendosi al caso della corrente continua, per mantenere l'energia w_C nel condensatore senza ulteriore spesa d'energia è necessario supporre che il condensatore sia perfettamente isolato $\left(\frac{1}{R_P} = 0\right)$.

per mantenere l'energia w_L nella bobina senza ulteriore spesa d'energia è necessario supporre che la bobina sia priva di resistenza $(R_S = 0)$.

lentezza e tanto più lentamente quanto più grande è L. Si raggiunge il massimo valore di i quando il condensatore si è completamente scaricato e quindi cessa la causa determinante gli aumenti della corrente. L'energia w_C si è quindi annullata, ma non è andata perduta, bensì si è trasformata nella w_L che, nell'istante considerato, assume il massimo valore perchè anche i è massima. D'ora in poi la corrente i, sempre per il fatto che essa non può variare che con relativa lentezza, continua a circolare ancora nella stessa direzione. Perciò il condensatore viene caricato in senso contrario a quello precedente fino a che la corrente i si è annullata e con essa anche la w_L che si è nuovamente trasformata nella w_C. Ora ha inizio una corrente in senso contrario che, dopo aver raggiunto il suo valore massimo, ossia dopo che l'energia si è di nuovo trasformata completamente sotto forma magnetica, ricarica il condensatore nello stesso verso iniziale; indi il ciclo si ripete.

Il *periodo* T [3] del circuito oscillatorio dipende dai valori di L e C. Precisamente al crescere di L la corrente è costretta a variare più lentamente perciò il periodo diventa più grande; esso cresce anche al crescere di C giacchè, a parità di tensione di carica, la quantità di elettricità raccolta risulterà più grande e quindi occorrerà un maggior tempo per smaltirla.

Poichè il periodo del circuito oscillatorio dipende unicamente dalle sue costanti e non da agenti esterni, quali p. es. il valore dell'energia inizialmente somministrata, queste oscillazioni si chiamano *oscillazioni libere*.

Se invece il circuito oscillatorio viene alimentato da una sorgente di f. e. m. alternativa, il cui periodo sia indipendente dalle costanti del circuito, in questo avremo una corrente che chiameremo *forzata* od *impressa*, la cui frequenza dipende unicamente dalla sorgente esterna. Dipende invece dalle costanti del circuito il valore della corrente alternativa e si può constatare, come vedremo, che esso raggiunge il massimo (o minimo) per quei valori di L e C che determinerebbero una oscillazione libera di frequenza uguale a quella della f. e. m. esterna. Si dice allora che il circuito oscillatorio è in *risonanza* con la f. e. m. di alimentazione.

È infine da osservare che lo studio delle oscillazioni impresse si sdoppia in due casi egualmente importanti secondochè l'alimentazione è fatta in *serie* o in *parallelo*. I due casi sono duali.

---

[3] Com'è noto il *periodo* T è il tempo necessario affinchè si compia un'oscillazione completa; la *frequenza* f è invece il numero di periodi che sono contenuti in un secondo; essa è evidentemente data da: $f = 1/T$. L'unità di frequenza (cioè un ciclo al secondo) è chiamata *Hertz* (Hz).

100. - Paragone di un circuito oscillatorio con un oscillatore meccanico.

Prima d'iniziare lo studio quantitativo del circuito oscillatorio osserviamo che esso può essere paragonato con un oscillatore meccanico. I modelli che si possono immaginare sono molti; le oscillazioni dell'acqua in due vasi comunicanti, quelle di un peso fissato all'estremità di una molla, quelle del bilanciere di un orologio, quelle di un pendolo, ecc. Noi sceglieremo un modello meccanico costituito da un peso fissato all'estremità di una molla con l'altra estremità incastrata.

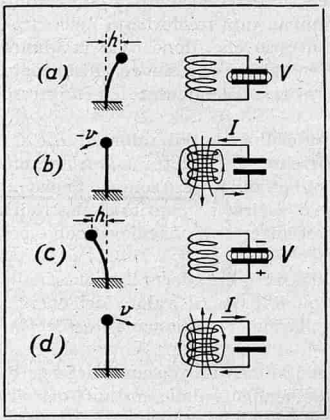


FIG. 129.
Paragone fra le oscillazioni meccaniche e le correnti oscillatorie.

In fig. 129 sono riportate quattro fasi caratteristiche di una oscillazione del peso e le corrispondenti nel circuito oscillatorio. In (*a*) il peso è stato spostato dalla sua posizione di equilibrio mentre il condensatore è stato caricato. Allorchè il peso viene abbandonato esso si avvicina alla posizione di equilibrio con velocità crescente e quando ha raggiunto la posizione indicata in fig. 129 (*b*) la velocità è massima. Tutta l'*energia potenziale* posseduta in (*a*) si è trasformata in *energia cinetica*. In virtù della velocità acquistata, il peso non si arresta nella posizione di equilibrio ma prosegue nel suo moto fino a raggiungere, in (*c*), la posizione simmetrica ad (*a*). Lungo il cammino la velocità è decrescente e l'energia cinetica si va trasformando nuovamente in energia potenziale posseduta dalla molla. Il moto si inizia ora in senso inverso e così di seguito.

Analogamente, allorchè il circuito oscillatorio viene chiuso, ha inizio la scarica del condensatore. L'energia dielettrica (potenziale) posseduta dal campo del condensatore, si trasforma in energia magnetica (cinetica) posseduta dal campo dell'induttanza. Se si suppongono nulle le perdite di energia essa rimane, in valore, inalterata e cambia solamente di forma trasformandosi alternativamente in energia dielettrica e magnetica; la corrente oscillatoria rimane persistente. Analogamente succede per le oscil-

lazioni dell'oscillatore meccanico se si suppongono nulle le perdite di energia (attriti interni nel materiale della molla, attrito dell'aria, ecc.).

In fig. 130 è data una raffigurazione dei campi che accompagnano la scarica oscillatoria, ove però, si badi bene, sono rappresentate cinque fasi successive tutte contenute in *mezzo periodo* cosicchè alle fasi (*a*), (*b*), (*c*) della fig. 129 corrispondono rispettivamente le fasi (*a*), (*c*), (*e*) della fig. 130.

In realtà le perdite di energia, sia nel caso meccanico, sia nel caso elettrico, non possono mai essere nulle e le oscillazioni vanno smorzandosi.

È stato supposto finora di lasciare *liberamente* oscillare il modello meccanico oppure il circuito oscillatorio rappresentati in fig. 129. Consideriamo ancora il modello meccanico ma invece di supporre che la molla sia incastrata per l'estremità inferiore, immaginiamo di tenerla fra le dita. Scuotendo con una frequenza qualunque l'estremità della molla, *imprimeremo* al sistema una oscillazione di questa frequenza. Sarà una *oscillazione forzata* od *impressa*. Se lo scuotimento è di piccola ampiezza, pure di piccola ampiezza sarà l'oscillazione del peso. Se però, mantenendo costante l'ampiezza dello scuotimento, ne variamo invece la frequenza, osserveremo che l'ampiezza dell'oscillazione del peso va aumentando a mano a mano che ci avviciniamo ad una data frequenza, per la quale l'ampiezza dell'oscillazione è massima e che sarà chiamata *frequenza di risonanza*. Si può constatare che la *frequenza di risonanza coincide con la frequenza delle oscillazioni libere* che si stabilirebbero in quell'oscillatore meccanico. S'intuisce l'analogia fra questi fenomeni e quanto succede nel circuito oscillatorio, cosicchè lo studio di esso comprende l'esame:

1) delle oscillazioni libere;

2) delle oscillazioni forzate od impresse con alimentazione in serie ed in parallelo.

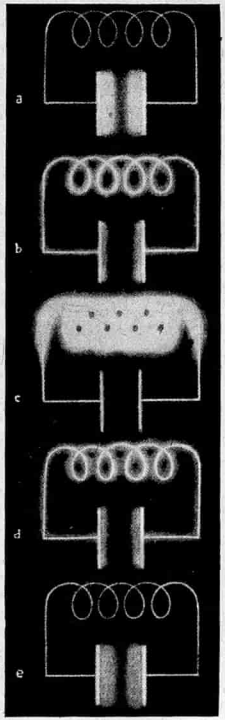


FIG. 130.
Raffigurazione dei campi elettrico e magnetico durante la scarica oscillatoria.

101. - Impiego del circuito oscillatorio.

Si presenta il problema riguardante le oscillazioni libere nella *produzione delle correnti ad alta frequenza* che servono alla generazione di onde hertziane. Si presenta invece il problema riguardante le oscillazioni forzate nella *captazione delle onde hertziane* che generano nei circuiti correnti della medesima frequenza di quella delle onde raccolte.

Le correnti che servono alla produzione di onde hertziane hanno frequenze che vanno da 10.000 a 10.000.000.000 = 10^{10} Hz. La produzione di correnti di frequenza da 10.000 a 100.000 Hz si ottiene più comodamente con il circuito oscillatorio, ma si può anche ottenere con altri mezzi, per es. con alternatori molto veloci e con grande numero di poli. Oltre i 100.000 Hz e fino a 100.000.000 = 10^{8} Hz l'unico mezzo possibile è l'impiego del circuito oscillatorio. Per frequenze ancora più elevate si incontrano in questo le stesse difficoltà che, in un altro campo di frequenza, s'incontrano nel costruire oscillatori meccanici di frequenza elevata, cioè ostacoli dovuti alle dimensioni del sistema. In tal caso vengono impiegati altri mezzi ancora (oscillazioni di Barkhausen e magnetron).

Per la captazione delle onde hertziane, o meglio, per la captazione delle correnti che tutte le onde hertziane inducono nelle antenne, si sfrutta unicamente il fenomeno della risonanza nel circuito oscillatorio fino a frequenze dell'ordine di 10^{8} Hz. Per frequenze ancor più elevate servono gli stessi mezzi che servono alla produzione, ed anche in questo caso in fondo si tratta di un fenomeno di risonanza sebbene di carattere diverso.

B) Oscillazioni libere in un circuito oscillatorio.

102. - Circuito oscillatorio perfetto.

Per semplicità di studio esamineremo, in un primo tempo, un circuito oscillatorio ideale nel quale si supponga nulla la resistenza R_S. Il condensatore può venire caricato, da una batteria di tensione V, usando lo schema indicato in fig. 128. Vogliamo conoscere come avviene la scarica di esso attraverso alla induttanza, scarica che ha inizio nell'istante in cui si sposta la leva in modo da chiudere il circuito oscillatorio.

Chiamiamo i, v, q, rispettivamente la corrente nel circuito, la tensione ai capi del condensatore e la carica di esso, nell'istante generico t. Si ha evidentemente:

$$q = Cv\ , \qquad dq = Cdv\ ; \qquad dq = idt\ (^4)\ ; \qquad i = C\,\frac{dv}{dt}\ .$$

La corrente i, variabile nel tempo, induce nelle spire dell'induttanza una f. e. m.

$$e = L\,\frac{di}{dt} = LC\,\frac{d^2v}{dt^2}\ ,$$

che si oppone alle variazioni della corrente e perciò è contraria a v. Giacchè si è supposto $R_S = 0$, dovrà essere:

$$v + e = 0\ , \qquad [3]$$

da cui, sostituendo ad e il valore trovato, si ha:

$$\frac{d^2v}{dt^2} = -\,\frac{1}{LC}\,v\ . \qquad [3']$$

---

(4) Per maggiore uniformità si è eliminato il segno — che compare nella precedente edizione. Si deve perciò intendere ora che viene scelto come direzione positiva della corrente quella che carica il condensatore positivamente. Pertanto quando di è positiva il condensatore viene caricato dalla f. e. m. e che in tali istanti deve essere pure positiva. Ciò rimane in accordo con la scelta del segno + nella espressione [8] del § 86.

La soluzione della equazione differenziale [3'] è la seguente (5):

$$v = V \cos \frac{1}{\sqrt{LC}}\, t \,. \qquad [4]$$

Ponendo (6):

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T} \,, \qquad [5]$$

la [4] si può scrivere:

$$v = V \cos \omega t \qquad [4']$$

ove al solito chiameremo: ω = *pulsazione* o *velocità angolare*; f = *frequenza*; T = *periodo* della oscillazione, che, come dice la [4], risulta di carattere sinusoidale. Si può scrivere:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \,; \qquad f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \,; \qquad T = 2\pi\sqrt{LC} \,. \qquad [5']$$

Nell'usare le formule [5'] si possono scegliere o le unità:

Hz (hertz), s (secondi), H (henry), F (farad)

oppure le unità:

M Hz = 10^6 Hz, μs = 10^{-6} s, μH = 10^{-6} H, μF = 10^{-6} F.

---

(5) Si può, come riprova, verificare che la [4] soddisfa alla [3']; infatti, ponendo per brevità di notazione: $1 / \sqrt{LC} = \omega$, dalla [4] si ha:

$$\frac{dv}{dt} = -\omega V \operatorname{sen} \omega t \,; \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{dv}{dt}\right) = \frac{d^2v}{dt^2} = -\omega^2 V \cos \omega t \,;$$

ma per la posizione fatta: $\omega^2 = 1 / (LC)$ e $V \cos \omega t = v$; perciò sostituendo si ha:

$$\frac{d^2v}{dt^2} = -\frac{1}{LC}\, v \,,$$

che è proprio la [3'].

(6) La grandezza: $1 / \sqrt{LC}$ ha veramente le dimensioni del reciproco di un tempo, com'è necessario affinchè: $\frac{1}{\sqrt{LC}} \cdot t$ sia un angolo cioè abbia dimensioni nulle. Infatti:

$$L = e / \frac{di}{dt} \,, \qquad C = i / \frac{dv}{dt} \,; \qquad \text{allora: } LC = ei / \left(\frac{di}{dt} \cdot \frac{dv}{dt}\right)$$

ha le dimensioni di un quadrato di un tempo. Perciò la posizione fatta non è arbitraria.

Si ha inoltre:

$$q = C\,v \;; \qquad q = Q\cos\omega t \qquad \text{ove:} \quad Q = CV \;; \tag{6}$$

$$i = C\frac{dv}{dt} \;; \qquad i = -I\,\text{sen}\,\omega t \qquad \text{ove:} \quad I = \omega CV \;. \tag{7}$$

Siamo quindi giunti ai seguenti risultati:
quando il condensatore di un circuito oscillatorio *perfetto* si lascia *liberamente* scaricare nel circuito, la scarica avviene con un andamento sinusoidale di ampiezza massima costante. Il periodo dipende unicamente dal prodotto LC (vedi relazione [5']). Anche la carica del condensatore e la

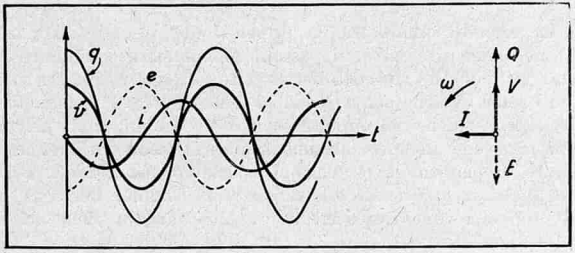


FIG. 131.
Andamento della scarica oscillatoria in un circuito ideale senza resistenza.

corrente nel circuito sono sinusoidali. Essi sono rappresentati graficamente in fig. 131, sia in funzione del tempo sia mediante la rappresentazione vettoriale. La corrente è in anticipo di $\frac{\pi}{2}$ sulla tensione ai morsetti del condensatore v. Nel circuito la corrente si mantiene indefinitivamente, perchè abbiamo supposto nulle le perdite. L'energia fornita dalla batteria per caricare il condensatore si trasforma periodicamente, senza dissipazione, da energia dielettrica in magnetica e viceversa.

103. - Lunghezza d'onda di un circuito oscillatorio.

La locuzione « *lunghezza d'onda di un circuito oscillatorio* » richiede di essere precisata. Con essa si intende indicare quella lunghezza che avrebbe

un'onda la cui frequenza fosse uguale a quella delle correnti che si stabiliscono in un circuito oscillatorio di costanti L e C.

Dalle [1] e [5] si ha:

$$\lambda = uT = 2\pi u\sqrt{LC}\,, \qquad [8]$$

che esprime appunto la lunghezza d'onda cercata. Se u è espresso in m/s la [8] darà λ in metri allorchè L e C vengano misurati in henry e farad. È più comodo però usare il μH ed il μF. in tal caso la [8] diventa:

$$\lambda = 1885\sqrt{LC} \quad (^7) \qquad [8']$$

104. - Circuito oscillatorio reale.

In un circuito oscillatorio la presenza di cause di dissipazione di energia che, come si è visto, si possono globalmente equiparare ad una resistenza virtuale R_S inserita nel circuito, altera i risultati a cui siamo giunti così come avviene per un pendolo reale che trova, oscillando, attriti di vario genere. Anche nel circuito oscillatorio quindi, come nel pendolo, se non si provvede ad una continua somministrazione di energia, tale da compensare le perdite, le oscillazioni andranno *smorzandosi*. Gli attriti alterano anche il *periodo di oscillazione* del pendolo, nel senso che lo rendono *più lungo* come riesce intuitivo. Altrettanto avviene nel circuito oscillatorio.

Se poi gli attriti sono troppo forti, se per esempio supponiamo di immergere il pendolo in un liquido sufficientemente vischioso, allora il pendolo si avvicinerà alla posizione di equilibrio senza mai oltrepassarla. Il moto non è più oscillatorio, ma *aperiodico* (senza periodo). Una condizione di cose analoga si può avere nel circuito oscillatorio allorchè la resistenza R_S è molto grande.

Noi non faremo lo studio completo di un circuito oscillatorio con resistenza. Per poterlo fare occorrerebbe risolvere la seguente equazione differenziale completa di secondo ordine:

$$LC\frac{d^2v}{dt^2} + R_S\,C\frac{dv}{dt} + v = 0\,,$$

(7) Infatti usando μF e μH al posto di F ed H introduciamo numeri 10^6 volte più grandi; perciò:

$$\lambda = 6{,}28 \cdot 3 \cdot 10^8\sqrt{\frac{L}{10^6}\cdot\frac{C}{10^6}} = 6{,}28 \cdot 3\,\frac{10^8}{10^6}\sqrt{LC} = 1885\sqrt{LC}\,.$$

infatti nel caso presente la [3] non è più vera; si ha invece:

$$v + e + R_S\, i = 0 \,.$$

Ci acconteremo di fare uno studio semplificato che tuttavia ci permetterà di giungere ai principali risultati che valgono per le *oscillazioni smorzate.*

105. - Studio semplificato di un circuito oscillatorio con resistenza.

Fisseremo la nostra attenzione in primo luogo sulle oscillazioni smorzate. L'oscillazione avrà allora l'aspetto di fig. 132. I valori massimi dell'ampiezza I_1, I_2, I_3, ecc. vanno diminuendo. Ammettiamo inoltre che gli intervalli di tempo 1-2, 2-3, 3-4, 4-5, ecc. siano tutti uguali fra loro ed uguali a $\frac{T}{2}$. Ciò risulta rigorosamente dalla soluzione della equazione completa del circuito. Allora si viene ad ammettere, come effettivamente può essere verificato anche sperimentalmente, che la frequenza dell'oscillazione rimane costante qualunque sia la sua ampiezza.

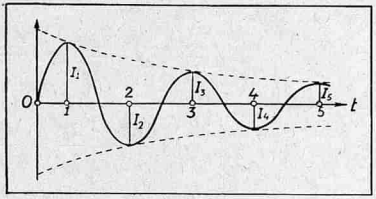


FIG. 132.
Scarica oscillatoria reale (smorzata).

Ciò posto, ci proponiamo di ricavare l'equazione della curva su cui si trovano i massimi delle ampiezze, curva tratteggiata in fig. 132.

Negli istanti 1, 2, 3, ecc. l'energia contenuta nel circuito è tutta sotto forma magnetica perchè, in quegli istanti, per analogia a quanto succede nel circuito perfetto, la tensione alle armature del condensatore è nulla (8). Allora (ricordando che l'energia è espressa dalla [2''']) nel tempo $1\text{-}2 = \frac{T}{2}$ si è avuta la perdita di energia:

$$\frac{1}{2} L I_1^2 - \frac{1}{2} L I_2^2 \,.$$

(8) L'ipotesi non è rigorosa. Si verifica con tanta maggiore approssimazione quanto più piccola è la resistenza R_S.

Questa è stata assorbita e trasformata in calore dalla resistenza R_S ; perciò, indicando con $I_{1\,eff}$ il valore efficace della corrente nell'intervallo di tempo 1-2 si potrà scrivere:

$$\frac{L}{2}(I_1^2 - I_2^2) = R_S\, I_{1\,eff}^2 \frac{T}{2}\,.$$

Se l'oscillazione non è eccessivamente smorzata, come spesso succede in pratica, si può ritenere $I_{1\,eff} = \frac{I_1}{\sqrt{2}}$ ed allora:

$$\frac{L}{2}(I_1^2 - I_2^2) = R_S \frac{I_1^2}{2} \cdot \frac{T}{2}\,; \qquad 1 - \frac{I_2^2}{I_1^2} = \frac{R_S T}{2L}\,.$$

Seguendo lo stesso ragionamento fra gli istanti 2-3, 3-4, 4-5, ecc., si trova evidentemente:

$$1 - \frac{I_2^2}{I_1^2} = 1 - \frac{I_3^2}{I_2^2} = 1 - \frac{I_4^2}{I_3^2} = \ldots\ldots = \frac{R_S T}{2L}\,; \qquad [9]$$

ed anche:

$$\frac{I_2^2}{I_1^2} = \frac{I_3^2}{I_2^2} = \frac{I_4^2}{I_3^2} = \ldots\ldots\,;$$

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{I_3}{I_2} = \frac{I_4}{I_3} = \ldots\ldots\,;$$

e da queste ultime:

$$I_2^2 = I_1 I_3\,; \qquad I_3^2 = I_2 I_4\,; \qquad I_4^2 = I_3 I_5\,; \ldots\ldots$$
$$I_3^2 = I_1 I_5\ (^9)\,; \qquad I_4^2 = I_2 I_6\,; \qquad I_5^2 = I_3 I_7\,; \ldots\ldots$$

cosicchè per esempio:

$$I_4^2 = I_3 I_5 = I_2 I_6 = I_1 I_7\,.$$

Queste esprimono il fatto che il *valore massimo di una qualunque ampiezza è medio proporzionale fra due qualsiasi valori massimi equidistanti.*

Si tratta ora di trovare l'equazione della curva che soddisfa alla condizione soprascritta. Riprendiamo la [9]; essa si può scrivere:

$$1 - \frac{I_1 \cdot I_3}{I_1^2} = \frac{I_1 - I_3}{I_1} = \frac{R_S T}{2L} \qquad [9']$$

(9) Infatti per es.: $I_3^4 = I_2^2 \cdot I_4^2 = I_1 \cdot I_3 \cdot I_3 \cdot I_5 = I_3^2 \cdot I_1 \cdot I_5$.

Nel tempo T le ordinate *decrescono* di $I_1 - I_3$ ossia *crescono* di $(I_3 - I_1)$ nel tempo generico dt esse cresceranno dal valore generico I al valore $I + (-dI)$ quindi la [9'] potrà essere scritta, in termini infinitesimi, sotto la forma:

$$-\frac{dI}{I} = \frac{R_S}{2L}\,dt\,. \qquad [9'']$$

Ponendo:

$$\alpha = \frac{R_S}{2L} \qquad [10]$$

ed integrando si ha:

$$\lg_e I = -\alpha t + \lg_e k\,.$$

Supponiamo che per $t = 0$ sia: $I = I_0$, allora $\lg_e I_0 = \lg_e k$, $k = I_0$, quindi:

$$\lg_e \frac{I}{I_0} = -\alpha t\,,$$

e l'equazione della curva risulta:

$$I = I_0\, e^{-\alpha t} = I_0\, e^{-\frac{R_S}{2L}t}\,, \qquad [11]$$

ove e rappresenta la base dei logaritmi neperiani, che vale 2,718... I valori istantanei della corrente i, della tensione v e della carica q, per analogia rispettivamente alle [7], [4'], [6], saranno:

$$i = -I \operatorname{sen} \omega t = -I_0\, e^{-\alpha t} \operatorname{sen} \omega t \ (^{10})\ ; \qquad [12]$$

$$v = V_0\, e^{-\alpha t} \cos \omega t \ (^{10'})\ ; \qquad [13]$$

$$q = Q_0\, e^{-\alpha t} \cos \omega t \qquad [14]$$

(^{10}) L'espressione [12] fornisce l'andamento esatto della corrente nell'ipotesi che l'energia venga somministrata al circuito sotto forma magnetica e pertanto l'istante iniziale sia quello nel quale si manifesta la massima corrente che indichiamo con I_0. In tal caso la [13] è solo approssimativa. La sua espressione corretta è:

$$v = V_0\, e^{-\alpha t}\left(\cos \omega t + \frac{\alpha}{\omega} \operatorname{sen} \omega t\right).$$

($^{10'}$) L'espressione [13] fornisce l'andamento esatto della tensione nell'ipotesi che l'energia venga somministrata sotto forma elettrica (carica del condensatore) e pertanto l'istante iniziale sia quello nel quale si manifesta la massima tensione che indicheremo con V_0. In tal caso la [12] è solo approssimativa. La sua espressione corretta è:

$$i = -I_0\, e^{-\alpha t}\left(\operatorname{sen} \omega t + \frac{\alpha}{\omega} \cos \omega t\right).$$

dove:

$$I_0 = \omega C V_0 , \qquad Q_0 = C V_0 ,$$

e

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \alpha^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R_S^2}{4L^2}} . \qquad [15]$$

La relazione [15] risulta dalla soluzione dell'equazione completa del circuito; da essa si ricava anche:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R_S^2}{4L^2}}} . \qquad [15']$$

Per $R_S = 0$ si ottiene:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}$$

(formula di Thomson) come doveva essere. Contemporaneamente allorchè $R_S = 0$, $\alpha = 0$ e quindi anche le [12], [13], [14] coincidono con le [7], [4'], [6].

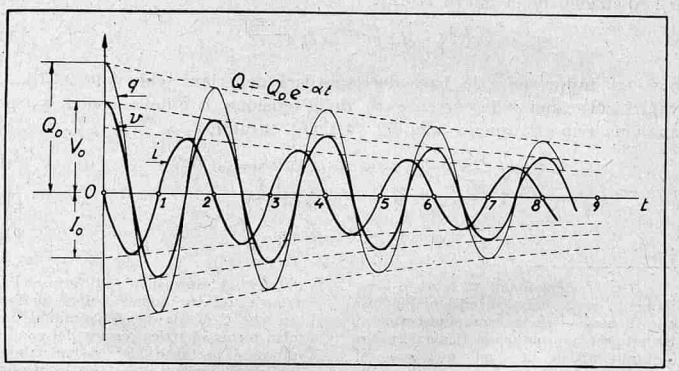


FIG. 133.
Andamento della scarica oscillatoria in un circuito reale.

L'andamento della tensione, della carica e della corrente nel circuito oscillatorio è rappresentato in fig. 133.

106. - Valori dei successivi massimi di una oscillazione smorzata.

Riferiamoci alla fig. 133. I massimi di v si hanno negli istanti 0, 1, 2, 3, ecc. che distano fra loro di mezzo periodo. Allora V_n, valore massimo della tensione in un istante generico n, fra quelli considerati, sarà dato da:

$$V_n = V_0 e^{-\alpha n \frac{T}{2}}$$

Per i massimi della corrente si ha invece:

$$I_n = I_0 e^{-\alpha (n - \frac{1}{2}) \frac{T}{2}};$$

oppure:

$$I_n = I_1 e^{-\alpha (n-1) \frac{T}{2}} \text{ (11)}.$$

107. - Decremento logaritmico.

Il rapporto fra due massimi, fra i quali l'intervallo di tempo sia di un periodo, è costante ed uguale a:

$$\frac{I_1}{I_3} = \frac{I_n}{I_{n+2}} = e^{\alpha T}.$$

Il logaritmo di questo rapporto viene scelto come termine di paragone per confrontare fra loro oscillazioni diversamente smorzate. Esso viene chiamato *decremento logaritmico* e indicato con la lettera δ. Si ha:

$$\delta = \lg_e \frac{I_1}{I_3} = \lg_e \frac{I_n}{I_{n+2}} = \alpha T = \frac{R_S T}{2L}. \qquad [16]$$

(11) Infatti fra l'istante 0 e l'istante in cui la corrente diventa massima (positivamente o negativamente) per l'n-esima- volta vi sono $\left(n - \frac{1}{2}\right)$ semiperiodi, perciò nella [11] al posto di t bisogna mettere:

$$\left(n - \frac{1}{2}\right) \frac{T}{2}.$$

Se si suppone che la resistenza virtuale R_S sia molto piccola per modo che si possa ritenere $T = 2\pi\sqrt{LC}$, come spesso si verifica, si ha:

$$\delta \cong \pi R_S \sqrt{\frac{C}{L}} \quad (12) . \qquad [16']$$

In un circuito oscillatorio, a parità della sua resistenza totale R_S, è quindi utile diminuire la capacità ed aumentare l'induttanza perchè allora diminuisce il decremento.

Quando le oscillazioni sono mantenute persistenti introducendo nel circuito oscillatorio con continuità l'energia che continuamente viene perduta, il decremento δ perde il significato che gli è stato dato. Tutti i successivi massimi dell'ampiezza sono uguali e:

$$\lg_e \frac{I_1}{I_3} = \lg_e 1 = 0 .$$

Invece il termine:

$$\delta = \frac{R_S T}{2L} = \cong \pi R_S \sqrt{\frac{C}{L}} ,$$

in un circuito reale non è mai nullo anche se in esso le oscillazioni sono persistenti, ed acquista, in questo caso, un significato diverso.

Si può infatti osservare in tal caso che, indicando con ΔW *l'energia perduta in un semiperiodo* e con W *l'energia totale posseduta dal circuito*, si ha:

$$\Delta W = R_S I_{eff}^2 \cdot \frac{T}{2} = R_S \frac{I^2}{2} \cdot \frac{T}{2} ; \qquad W = L \frac{I^2}{2} ;$$

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{R_S T}{2L} = \delta , \qquad [17]$$

(12) L'espressione esatta, che si ottiene sostituendo nella [16] la [15'], è la seguente:

$$\delta = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{4L}{R_S^2 C} - 1}} .$$

ove occorre ricordare che ΔW è l'energia perduta in un semiperiodo. Allora per mantenere persistente l'oscillazione, occorre evidentemente portare al circuito, in ogni periodo, l'energia che in pari tempo viene perduta, cioè:

$$2\,\Delta W = 2\delta W\,.$$

Dalla [17] scaturisce quindi il nuovo significato del decremento δ. Esso rappresenta la quantità d'energia che occorre somministrare in ogni semiperiodo ad un circuito, di energia totale unitaria, perchè in esso le oscillazioni siano persistenti. L'energia richiesta è proporzionale all'energia totale.

Riassumendo, il decremento logaritmico δ è definito in due modi diversi secondochè nel circuito si considerano oscillazioni smorzate oppure persistenti:

1° caso: *oscillazioni smorzate.* — Il decremento logaritmico δ è il logaritmo del rapporto fra due ampiezze successive dello stesso segno, che distano perciò fra loro di un periodo;

2° caso: *oscillazioni persistenti.* — Il decremento logaritmico δ misura la quantità di energia che occorre somministrare in ogni semiperiodo ad un circuito di energia totale unitaria, affinchè le oscillazioni vi rimangano persistenti.

In ambedue i casi il decremento logaritmico è un numero di paragone per confrontare la qualità dei circuiti oscillatori. I circuiti comunemente adoperati negli apparati radio, hanno un decremento assai piccolo e quasi sempre minore di 0,1.

Riassumiamo le espressioni più comuni del decremento:

$$\delta = \lg_e \frac{I_1}{I_3} = \frac{\Delta W}{W} = 1 - \frac{I_2^2}{I_1^2}\ (^{13}) = 1 - \frac{I_3}{I_1} = \frac{R_S T}{2L} \cong \pi R_S \sqrt{\frac{C}{L}}\ (^{12})\,.$$

108. - Resistenza critica di un circuito oscillatorio. Circuito aperiodico.

La relazione [15'] mostra che il periodo di un circuito oscillatorio con perdite è, come già si disse, più lungo di quello che si avrebbe in un circuito

---

(13) Questa relazione non è rigorosa [si veda infatti la nota (8)]. Se non fosse così si giungerebbe a trovare $\lg_e \frac{I_1}{I_3} = 1 - \frac{I_3}{I_1}$, e ponendo $\frac{I_3}{I_1} = x$, $e^{1-x} = \frac{1}{x}$ che è vera con buona approssimazione solo quando x è prossimo all'unità.

ideale avente la medesima capacità ed induttanza. Il periodo diventa infinito allorchè:

$$\frac{1}{LC} = \frac{R_S^2}{4L^2},$$

cioè quando la resistenza R_S inserita nel circuito ha il valore:

$$R_{Sc} = 2\sqrt{\frac{L}{C}}. \qquad [18]$$

Questo valore particolare della resistenza per il quale il periodo diventa infinito si chiama *resistenza critica*. Fino a che la resistenza virtuale del circuito ha un valore minore di quello particolare definito dalla [18] il periodo ricavato con la [15'] è reale ed il moto è *oscillatorio smorzato*. Se invece la resistenza R_S è maggiore della resistenza critica allora:

$$\frac{1}{LC} < \frac{R_S^2}{4L^2}, \qquad \frac{1}{LC} - \frac{R_S^2}{4L^2} < 0,$$

quindi il periodo che si ricava dalla [15'] è immaginario perchè la radice di un numero negativo non esiste che come astrazione matematica. La corrente nel circuito si chiama perciò *aperiodica*. L'andamento della corrente e della tensione di scarica nel circuito, allorchè esso è aperiodico, è rappresentato in fig. 134.

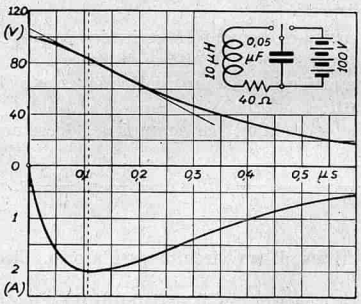


FIG. 134.
Andamento della scarica aperiodica.

Riassumendo abbiamo:

per $R_S < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ *circuito oscillatorio,*

per $R_S > 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ *circuito aperiodico,*

per $R_S = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ condizione limite fra i due casi soprascritti.

Un circuito aperiodico di notevole interesse è quello rappresentato in fig. 135. Supponiamo che il condensatore sia inizialmente caricato alla tensione V. In qualunque istante si dovrà avere:

$$v + Ri = 0$$

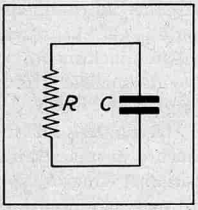


FIG. 135.
Altro circuito aperiodico.

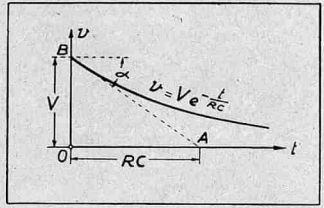


FIG. 136.
Scarica aperiodica del circuito precedente.

ovvero:

$$v + RC\frac{dv}{dt} = 0$$

da cui:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{RC}v\,.$$

La soluzione di questa equazione è la seguente (14):

$$v = V e^{-\frac{t}{RC}}\,. \qquad [19]$$

(14) Infatti derivando la [19] si ottiene: $\frac{dv}{dt} = -V\frac{1}{RC}e^{-t/(RC)} = -\frac{1}{RC}v\,.$

Per l'omogeneità delle formule il prodotto RC ha le dimensioni di un tempo [15] e si chiama perciò *costante di tempo del circuito*. Vogliamo mettere in evidenza il significato di tale costante. Per $t = 0$ si ha:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{V}{RC} = \operatorname{tg}\alpha;$$

$$RC = -\frac{V}{\operatorname{tg}\alpha} = OA$$

(v. fig. 136);

ne segue che il prodotto RC misura il tempo che la tensione del condensatore impiegherebbe ad annullarsi nell'ipotesi che la scarica avvenisse linearmente con la velocità iniziale (retta BA di fig. 136).

La fig. 137 illustra l'andamento di una scarica oscillatoria nel circuito rappresentato nella figura medesima, in tre condizioni diverse, ottenute variando il valore della resistenza R. Le curve si sono rilevate con l'oscillografo a vibrazione e soddisfano perfettamente alle leggi studiate. Si osservi però che a confronto con i circuiti oscillatori correntemente usati in radiotecnica si notano le seguenti divergenze:

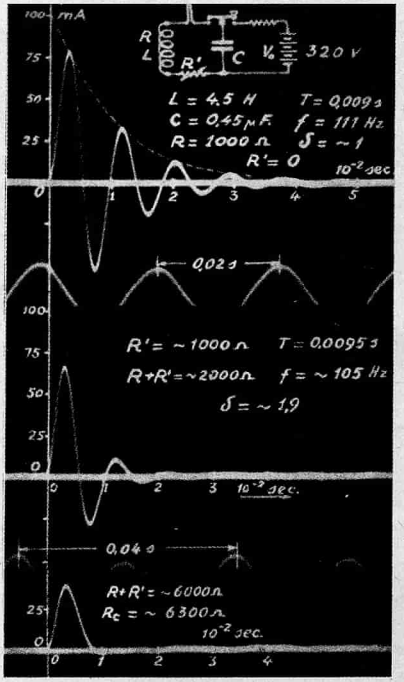


FIG. 137.
Rilievi oscillografici di scariche oscillatorie.

[15] Ciò risulta direttamente anche dalle seguenti relazioni valevoli in ogni caso dal punto di vista delle dimensioni:

$$R = \frac{V}{I}; \quad C = \frac{Q}{V}, \quad Q = It; \quad RC = \frac{V}{I} \cdot \frac{It}{V} = t.$$

1) il periodo è molto grande; ciò in conseguenza dei grandi valori assegnati a C ed L;

2) anche per $R' = 0$ il decremento è molto grande. Infine si noti che nel terzo caso il circuito è molto prossimo alla condizione di aperiodicità.

109. - Applicazione - Calcolo del numero di periodi dopo il quale l'ampiezza di una oscillazione smorzata si è ridotta ad $\frac{1}{m}$.

Per trovare il numero n di periodi dopo i quali il valore massimo dell'ampiezza si è ridotto ad $\frac{1}{m}$ del valore del primo massimo I_1, occorre risolvere rispetto ad n l'equazione:

$$\frac{I_{2n+1}}{I_1} = \frac{1}{m},$$

perchè dopo n periodi l'indice del valore massimo della corrente è $2n + 1$. Si ha: (v. paragrafo 106):

$$I_{2n+1} = I_1 e^{-\alpha T n} = I_1 e^{-\delta n}.$$

Risolvendo:

$$\frac{I_{2n+1}}{I_1} = e^{-\delta n} = \frac{1}{m}; \quad e^{\delta n} = m; \quad \delta n = \lg_e m;$$

$$n = \frac{\lg_e m}{\delta} = \frac{2L}{R_S T} \lg_e m = 2{,}303 \frac{2L}{R_S T} \lg_{10} m.$$

110. - Applicazione. Calcolo del valore efficace d'una corrente smorzata a treni d'onda.

Supponiamo che il condensatore di un circuito oscillatorio venga periodicamente caricato e lasciato scaricare. Ogni scarica del condensatore si effettuerà nel modo finora esaminato, con un periodo che, se il decremento del circuito non è molto grande, si può ritenere uguale a $2\pi\sqrt{LC}$. La frequenza corrispondente, $f = \frac{1}{T}$, si suppone essere una *frequenza radiotelegrafica*. Inoltre poniamo che il condensatore venga caricato N volte al secondo, dove N è una *frequenza acustica* cioè una frequenza

molto più piccola di f, p. es. compresa fra 200 e 1000 Hz. Allora il corrispondente periodo acustico T_1 è molto più grande di T in modo da poter ritenere che nel tempo T_1 si possa compiere un numero sufficiente di oscillazioni affinchè, quando si inizia una nuova scarica, l'ampiezza di quella precedente sia ridotta a zero. Perciò praticamente non vi è sovrapposizione fra le varie scariche. La corrente nel circuito oscillatorio è rappresentata in fig. 138.

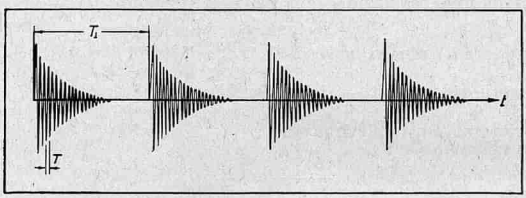


FIG. 138.
Treni di scariche oscillatorie smorzate.

Ci proponiamo di calcolare il valore efficace I_{eff} di tale corrente.

Le oscillazioni sono smorzate in quanto la resistenza virtuale R_S del circuito oscillatorio dissipa energia. Nel periodo T_1, tenuta presente la condizione ammessa, la resistenza R_S ha dissipata tutta l'energia comunicata al condensatore, perciò:

$$\frac{CV_0^2}{2} = R_S T_1 I_{eff}^2 \; ;$$

$$I_{eff} = \frac{V_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{NC}{R_S}} \; . \qquad [20]$$

Tale espressione si suole scrivere in funzione di I_1 ritenuto coincidente con I_0 (v. paragrafo 106). Tenendo presenti le seguenti espressioni:

$$I_1 = \sim I_0 = \omega C V_0 \; ; \qquad L = \sim \frac{1}{\omega^2 C} \; ; \qquad \delta = \frac{R_S T}{2L} = \frac{R_S}{2fL} \; ;$$

si hanno, per il valore efficace cercato, le altre seguenti espressioni:

$$I_{eff} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{N}{\omega^2 C R_S}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{NL}{R_S}} = I_1 \sqrt{\frac{N}{4\delta f}} \; . \qquad [20']$$

C) Oscillazioni forzate in un circuito oscillatorio.

111. - Alimentazione in serie e in parallelo del circuito oscillatorio.

Un regime di oscillazioni forzate, tali cioè che il periodo non dipenda dalle costanti del circuito ma dalle caratteristiche della sorgente di alimentazione, può essere ottenuto sia con la sorgente collegata in serie sia con la sorgente collegata in parallelo. Nel primo caso converrà rappresentare

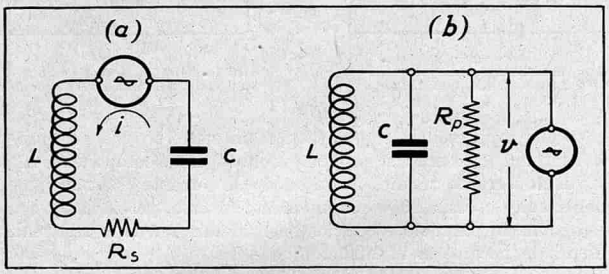


FIG. 139.
Circuito oscillatorio: *a*) alimentato in serie; *b*) alimentato in parallelo.

complessivamente le perdite di energia che si hanno nel circuito oscillatorio mediante una resistenza R_S in serie, nel secondo con una resistenza R_P in parallelo. Ciò, tenuto presente quanto si disse a paragrafo 96, è lecito. Allora il nostro circuito reale può essere indifferentemente rappresentato in due modi diversi, ossia come in fig. 139 *a* oppure come in fig. 139 *b*. La convenienza della scelta della resistenza rispettivamente in serie o in parallelo risiede nel fatto che, in tal modo, nel primo caso tutti gli elementi del circuito sono percorsi dalla medesima corrente i ; nel secondo

invece essi sono sottoposti alla medesima tensione v. Essendovi allora un parametro comune sia nell'un caso sia nell'altro, il calcolo riesce molto più semplice. Inoltre i due casi risultano duali fra loro.

Essi verranno esaminati entrambi perchè tutti e due hanno notevole importanza in radiotecnica e si presentano con eguale frequenza. Così per esempio se il circuito oscillatorio è inserito nel circuito di griglia di un triodo come in fig. 140 *a* ed è eccitato per mutuainduzione, poichè nel circuito di griglia la corrente è nulla, evidentemente la corrente che circola nella induttanza è la stessa che circola nel condensatore; siamo quindi nel caso della alimentazione in serie e ci conviene perciò considerare la

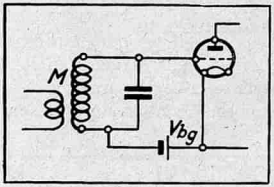


FIG. 140 *a*.
Caso in cui conviene considerare il circuito oscillatorio alimentato in serie.

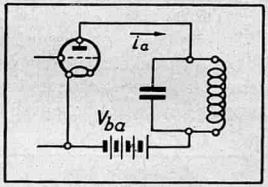


FIG. 140 *b*.
Caso in cui conviene considerare il circuito oscillatorio alimentato in parallelo.

resistenza che rappresenta le perdite pure in serie. Invece nel caso della fig. 140 *b*, in cui il circuito si suppone eccitato dalla componente alternativa i_a della corrente anodica di un triodo, la corrente alternativa nei due rami del circuito oscillatorio è comunemente diversa, perciò siamo nel caso dell'eccitazione in parallelo e conviene considerare anche la resistenza che rappresenta le perdite in parallelo.

Però affinchè i due schemi di fig. 139 possano veramente rappresentare un medesimo circuito oscillatorio reale occorre che L e C abbiano gli stessi valori ([16]) della induttanza e della capacità che compongono il circuito e che R_S oppure R_P sia tale da dare origine a perdite di energia eguali a quelle che si manifestano nel circuito reale. Perciò fra R_S ed R_P esisterà una condizione di equivalenza. Essa trae origine per l'appunto dalla eguaglianza dell'energia perduta in eguali condizioni di eccitazione. Stabiliremo anche questa condizione di equivalenza che, come si vedrà, risulta pure funzione della frequenza.

([16]) La condizione non è vera rigorosamente.

112. - Fenomeno della risonanza.

Risonanza di corrente o in serie.

Nel circuito oscillatorio è inserita una tensione costante ma di frequenza variabile; la corrente convogliata nel circuito da questa tensione varia al variare della frequenza; si tratta di stabilire, in funzione delle costanti L, C, R_S, qual'è la frequenza (*frequenza di risonanza*) per cui si ha la *massima corrente.*

Risonanza di tensione o in parallelo.

Nel circuito oscillatorio è derivata una corrente costante ma di frequenza variabile; la tensione stabilita all'estremità del circuito da questa corrente varia al variare della frequenza; si tratta di stabilire, in funzione delle costanti C, L, R_P, qual'è la frequenza (*frequenza di risonanza*) per cui si ha la *massima tensione.*

Invece di considerare variabile la frequenza, può essere considerato variabile il prodotto LC (che più comunemente viene cambiato variando solo C) e ricavare cioè quale è il valore di LC che, per una determinata

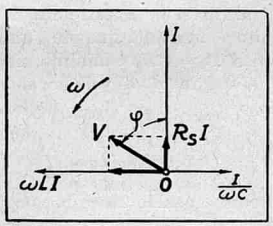


FIG. 141 *a*.
Diagramma vettoriale relativo al circuito di fig. 139 *a*.

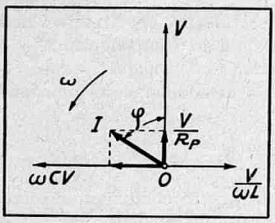


FIG. 141 *b*.
Diagramma vettoriale relativo al circuito di fig. 139 *b*.

frequenza, rende massima rispettivamente la corrente nel primo caso, la tensione nel secondo. Supponiamo che le tensioni agenti nel circuito siano sinusoidali e indichiamo con Z_S e Y_S rispettivamente l'impedenza e il suo reciproco (ammettenza) del circuito in serie e con Y_P e Z_P l'ammettenza e il suo reciproco (impedenza) del circuito in parallelo. Trascurando i periodi transitori si potrà allora scrivere:

$$v = V \operatorname{sen} \omega t \,,$$

$$i = I \operatorname{sen} (\omega t - \varphi) \,;$$

$$V = Z_S I = I / Y_S \qquad | \qquad I = Y_P V = V / Z_P$$

Pertanto sono duali tra loro Z_S e $1/Z_P$ e perciò anche R_S e $1/R_P$ come è stato già detto nella nota [1] di questo capitolo.

Nella fig. 141 sono rappresentati i due diagrammi vettoriali nei due casi. Per costruire i diagrammi vettoriali si è scelto come vettore di partenza, quello che rappresenta la grandezza che rimane costante per tutti tre gli elementi del circuito, cioè la *corrente* nel circuito in serie, la *tensione* per il circuito in parallelo. Con l'aiuto dei diagrammi disegnati si può ricavare facilmente:

$$V^2 = R_S^2 I^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 I^2 ;$$

$$V = I \sqrt{R_S^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} ;$$

$$Z_S = \frac{V}{I} = \sqrt{R_S^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad [21']$$

La corrente nel circuito è massima quando l'impedenza Z_S è minima, cioè per quel valore ω_0 di ω che soddisfa alla relazione:

$$\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} = 0 .$$

$$I^2 = \frac{V^2}{R_P^2} + V^2 \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2 ;$$

$$I = V \sqrt{\frac{1}{R_P^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2} ;$$

$$\frac{1}{Z_P} = \frac{I}{V} = \sqrt{\frac{1}{R_P^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2} \quad [21'']$$

La tensione all'estremità del circuito è massima quando l'ammettenza $Y_P = 1/Z_P$ è minima, cioè per quel valore ω_0 di ω che soddisfa alla:

$$\omega_0 C - \frac{1}{\omega_0 L} = 0 .$$

In queste condizioni si dice che il circuito considerato è in *risonanza* con la frequenza della:

tensione che *forza* la corrente a percorrere il circuito.

corrente che *provoca* una tensione all'estremità del circuito.

La condizione di risonanza è unica per ambedue i casi. Infatti da ciascuna delle relazioni sopra scritte si ottiene sempre:

$$\omega_0^2 LC = 1 , \qquad [22]$$

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} , \qquad T_0 = \frac{1}{f_0} = 2\pi \sqrt{LC} . \qquad [22']$$

È da osservare che *la frequenza di risonanza di un circuito oscillatorio coincide con la frequenza delle oscillazioni libere che spontaneamente si*

stabiliscono in esso, allorchè, nel caso delle oscillazioni libere, il circuito oscillatorio si supponga perfetto.

Quando è soddisfatta la condizione di risonanza si ha:

$$Z_{0S} = R_S \,, \qquad I_0 = \frac{V}{R_S} \,.$$

Dal diagramma di fig. 141 *a* risulta inoltre che l'angolo di sfasamento φ della corrente I rispetto alla tensione V applicata al circuito è individuato dalla relazione:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L - \dfrac{1}{\omega C}}{R_S} \qquad [23']$$

$$Z_{0P} = R_P \,, \qquad V_0 = IR_P \,.$$

Dal diagramma di fig. 141 *b* risulta inoltre che l'angolo di sfasamento φ della tensione V rispetto alla corrente I inviata nel circuito è individuato dalla relazione:

$$\operatorname{tg}\varphi = \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) R_P \qquad [23'']$$

113. - Curva di risonanza.

Il valore della corrente in funzione della pulsazione ω (se riteniamo costante il prodotto LC) oppure in funzione di C [17] (se ω resta costante) può essere rappresentato da un grafico come in fig. 142 *a*. Nella figura è inoltre punteggiata la curva che rappresenta la tensione necessaria per mantenere una corrente costante nel circuito. In altra scala essa rappresenta anche il valore di:

$$Z_S = \frac{V}{I} \,.$$

Il valore della tensione in funzione della pulsazione ω (se riteniamo costante il prodotto LC) oppure in funzione di C [17] (se ω resta costante) può essere rappresentato da un grafico come in fig. 142 *b*. Nella figura è inoltre punteggiata la curva che rappresenta la corrente totale erogata al circuito da una tensione costante. In altra scala essa rappresenta anche il valore di:

$$Y_P = \frac{1}{Z_P} = \frac{I}{V} \,.$$

[17] La regolazione del prodotto LC si può ottenere anche regolando uno solo dei due fattori. Di solito la regolazione continua è affidata a C, quella eventuale a salti è invece ottenuta sostituendo L.

I grafici di fig. 142 mostrano che la *curva di risonanza* non è simmetrica rispetto alla ordinata massima.

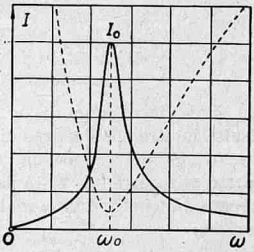


FIG. 142 *a*.
Curva di risonanza del circuito di fig. 139 *a*.

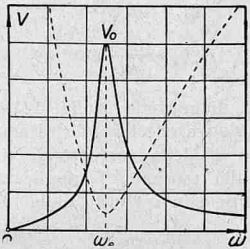


FIG. 142 *b*.
Curva di risonanza del circuito di fig. 139 *b*.

Si può dimostrare invece che i due valori ω_1 ed ω_2 di ω per i quali alla I spettano valori uguali (necessariamente $< I_0$), hanno per media geometrica ω_0 ossia $\omega_1 \cdot \omega_2 = \omega_0^2$ [18].

---

[18] Poichè per i due valori di ω considerati la corrente nel circuito ha il medesimo valore, anche i moduli delle due impedenze Z_1 e Z_2, ottenute sostituendo nella [21'] rispettivamente ω_1 ed ω_2, dovranno essere uguali, quindi:

$$\left(\omega_1 L - \frac{1}{\omega_1 C}\right)^2 = \left(\omega_2 L - \frac{1}{\omega_2 C}\right)^2 ; \qquad \omega_1 L - \frac{1}{\omega_1 C} = \pm \left(\omega_2 L - \frac{1}{\omega_2 C}\right) ;$$

il segno + fornisce $\omega_1 = \omega_2$; il segno — fornisce invece:

$$L(\omega_1 + \omega_2) - \frac{\omega_1 + \omega_2}{C\omega_1\omega_2} = 0 ; \qquad L(\omega_1 + \omega_2)\left(1 - \frac{1}{LC\omega_1\omega_2}\right) = 0;$$

poichè $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ ed inoltre $L(\omega_1 + \omega_2) > 0$ dovrà essere:

$$1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_1\omega_2} = 0 \text{ da cui } \omega_0^2 = \omega_1\omega_2 \qquad \text{c. d. d.}$$

Questa relazione dice che la *pulsazione di risonanza è media proporzionale fra due pulsazioni* ω_1 ed ω_2 *per la quale si abbia la stessa corrente* I_1 nel circuito. Si deve vedere in ciò l'analogia con quanto è detto al paragrafo 105.

Dalla espressione sopra scritta risulta che, a parità di tensione applicata, la corrente di risonanza I_0 è inversamente proporzionale ad R_S. Perciò per es. raddoppiando R_S la I_0 si dimezza. Invece l'aumento di R_S determina, fuori risonanza, un aumento di Z_S e quindi una riduzione di I, tanto più piccoli quanto più lontana è la pulsazione ω considerata da quella di risonanza ω_0. Perciò le curve di risonanza d'un circuito oscillatorio in serie in cui venga variata la resistenza R_S assumono l'aspetto indicato in fig. 143 *a*.

Dalla espressione sopra scritta risulta che, a parità di corrente inviata nel circuito, la tensione di risonanza V_0 è direttamente proporzionale ad R_P. Perciò p. es. dimezzando R_P la V_0 si dimezza. Invece la diminuzione di R_P determina, fuori risonanza, una riduzione di Z_P e quindi di V, tanto più piccoli quanto più lontana è la pulsazione ω considerata da quella di risonanza ω_0. Perciò le curve di risonanza di un circuito oscillatorio in parallelo in cui venga variata la resistenza R_P assumono l'aspetto indicato in fig. 143 *b*.

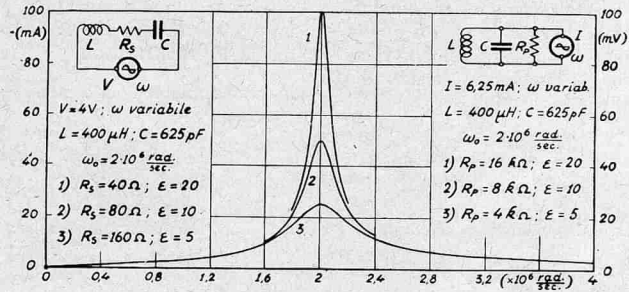


FIG. 143.
Curve di risonanza di circuiti oscillatori in serie (scala e valori di sinistra), o in parallelo (scala e valori di destra) per tre diversi valori del coefficiente di risonanza.

Ciò mostra che l'aumento di R_S o di $1/R_P$ (diminuzione di R_P) determina un appiattimento della curva di risonanza che risulta cioè meno acuta.

114. - Coefficiente di risonanza o coefficiente di . . . .

. . . . sovratensione | **. . . . sovracorrente**

Non vi è ragione che un medesimo circuito oscillatorio debba presentare un coefficiente di bontà diverso secondo che esso è sottoposto ad un regime di oscillazioni forzate piuttosto che libere. Perciò, per individuare la « qualità » di un circuito oscillatorio può essere scelto ancora il decremento logaritmico. Tuttavia i significati fisici dati a tale coefficiente nel paragrafo 107 perdono, nel caso delle oscillazioni forzate, la loro consistenza. Si può invece ricorrere ad un altro coefficiente, in tale caso fisicamente più rispondente, che chiamasi *coefficiente di risonanza* e che si indica con ε. Riferendosi alle figg. 139 e 141 si ha che:

in risonanza la tensione $\omega_0 LI$, all'estremità dell'induttanza, è eguale ed opposta alla $\frac{I}{\omega_0 C}$ che si stabilisce all'estremità del condensatore. Il rapporto ε fra questa tensione, e quella di alimentazione V (che, in risonanza, è eguale alla $R_S I$) risulta:

$$\varepsilon = \frac{\omega_0 L}{R_S} = \frac{1}{\omega_0 C R_S} \cdot \qquad [24']$$

in risonanza la corrente $\omega_0 CV$, che attraversa il condensatore, è uguale ed opposta alla $\frac{V}{\omega_0 L}$ che attraversa l'induttanza. Il rapporto ε fra questa corrente e quella di alimentazione I (che, in risonanza, è uguale alla $\frac{V}{R_P}$) risulta:

$$\varepsilon = \omega_0 C R_P = \frac{R_P}{\omega_0 L} \cdot \qquad [24'']$$

Resta così definito il coefficiente di risonanza che può chiamarsi anche:

coefficiente di sovratensione alla risonanza. | *coefficiente di sovracorrente* alla risonanza.

Il coefficiente di risonanza serve, come il decremento logaritmico (v. § 107), per caratterizzare la « qualità » del circuito oscillatorio. Perciò necessariamente fra ε e δ vi deve essere un preciso legame. Infatti sostituendo nella [24'] ad ω_0 il suo valore $1/\sqrt{LC}$ si ha:

$$\varepsilon = \frac{1}{R_S}\sqrt{\frac{L}{C}} = \sim \frac{\pi}{\delta} \cdot \qquad [25]$$

In generale nei buoni circuiti oscillatori, facenti uso di condensatori in aria e presi isolatamente, le perdite sono dovute sopratutto alla bobina, perciò ε è poco minore di Q (§ 97). Talora una considerevole riduzione di ε si ha per effetto dei circuiti variamente accoppiati o connessi al circuito oscillatorio. Perciò in condizioni normali e per frequenze comprese fra 0,1 e 5 M Hz il coefficiente di risonanza è spesso minore di 100 mentre assai raramente è maggiore di 200. Per frequenze più alte o più basse esso diminuisce fino a ridursi al massimo a poche decine per frequenze comprese fra 100 e 10.000 Hz e fra 30 e 100 M Hz.

115. - Condizione di equivalenza fra resistenza virtuale in serie e in parallelo.

Affinchè gli schemi di fig. 139 possano rappresentare un medesimo circuito reale, deve essere convenientemente scelta la resistenza R_S, oppure la R_P, che sta a rappresentare le perdite. Perciò, conosciuta la R_S, deve essere possibile ricavare la R_P corrispondente e viceversa. La condizione di equivalenza si ottiene osservando che, se i due schemi di fig. 139 rappresentano lo stesso circuito reale, allora il coefficiente di risonanza ricavato nei due casi, dato cioè rispettivamente dalle [24'] e [24''], deve risultare lo stesso. Eguagliando allora le due espressioni si ha subito:

$$R_P = \frac{L}{CR_S} \cdot \qquad [26]$$

Se invece nella [24''] si sostituisce ad ω_0 il suo valore si ha:

$$R_P = \varepsilon \sqrt{\frac{L}{C}} \; ; \qquad [26']$$

infine sostituendo a $\sqrt{\frac{L}{C}}$ il valore ricavabile dalla [25] risulta:

$$R_P = R_S \varepsilon^2 \, . \qquad [26'']$$

Le relazioni [26], [26'] e [26''] esprimono il valore della impedenza di risonanza di un circuito in parallelo in funzione della resistenza virtuale in serie R_S, o del coefficiente di risonanza. Tale impedenza ha carattere puramente ohmico e cresce rapidamente al crescere di ε cosicchè per un buon circuito oscillatorio essa è molto elavata (50 ÷ 500 KΩ per frequenze minori di 1 M Hz, valori via via minori per frequenze più elevate cosicchè per 20 M Hz è difficile superare 10 KΩ). Essa viene spesso chiamata *resistenza dinamica* del circuito in parallelo.

116. - Calcolo del coefficiente di risonanza ricorrendo alla curva di risonanza.

Dalla curva di risonanza è possibile dedurre il coefficiente di risonanza del circuito oscillatorio relativo. Consideriamo solo il caso del circuito in serie; l'altro caso potrà essere dedotto con la legge della dualità.

Sia I_0 la corrente in corrispondenza della pulsazione di risonanza ed I_1 quella in corrispondenza di una o dell'altra delle due pulsazioni fuori risonanza ω_1 ed ω_2, una maggiore e l'altra minore di ω_0. Si ha allora:

$$\frac{I_0^2}{I_1^2} = \frac{R_S^2 + \left(\omega_1 L - \frac{1}{\omega_1 C}\right)^2}{R_S^2} = 1 + \frac{\omega_1^2 L^2}{R_S^2}\left(1 - \frac{1}{\omega_1^2 LC}\right)^2 ;$$

poichè $\omega_0^2 LC = 1$:

$$\frac{I_0^2}{I_1^2} - 1 = \omega_1^2 \frac{L^2}{R_S^2}\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2}\right)^2 ;$$

$$\pm \sqrt{\frac{I_0^2}{I_1^2} - 1} = \omega_1 \frac{L}{R_S}\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2}\right).$$

Inoltre $\varepsilon = \omega_0 \frac{L}{R_S}$; perciò, introducendo $\frac{L}{R_S} = \frac{\varepsilon}{\omega_0}$, si ha:

$$\pm \sqrt{\frac{I_0^2}{I_1^2} - 1} = \varepsilon \frac{\omega_1}{\omega_0}\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2}\right), \qquad [27]$$

e poichè si è dimostrato [v. nota (18)], che $\omega_0^2 = \omega_1 \omega_2$, si ha:

$$\pm \sqrt{\frac{I_0^2}{I_1^2} - 1} = \varepsilon \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_0} .$$

Perciò:

$$\varepsilon = \pm \frac{\omega_0}{\omega_1 - \omega_2} \sqrt{\frac{I_0^2}{I_1^2} - 1} . \qquad [28]$$

Si può arrivare ad una espressione di ε in funzione delle capacità C_0 in risonanza e C_1, C_2 fuori risonanza, corrispondenti al medesimo valore della corrente I_1. Tale formula riesce molto utile perchè spesso le

misure si fanno variando la capacità del circuito in prova anzichè la pulsazione della sorgente di alimentazione. Partendo dalla [27], poichè:

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} \quad \text{ossia:} \quad \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2} = \frac{C_1}{C_0} \quad \text{e} \quad \frac{\omega_0}{\omega_1} = \sim 1 \,,$$

si avrà:

$$\varepsilon = \sim \pm \frac{C_0}{C_0 - C_1} \sqrt{\frac{I_0^2}{I_1^2} - 1} \,,$$

oppure, giacchè si può ritenere $C_2 - C_1 = 2\,(C_0 - C_1)$; $2\,C_0 = C_1 + C_2$.

$$\varepsilon = \pm \frac{C_1 + C_2}{C_2 - C_1} \sqrt{\frac{I_0^2}{I_1^2} - 1} \quad (19) \,. \qquad [29]$$

Poichè non ha significato che il coefficiente ε sia negativo occorrerà scegliere nelle [28] e [29] il segno + o il segno — secondochè $\omega_1 > \omega_2$, rispettivamente $C_2 > C_1$, oppure no; in modo cioè che il valore di ε risulti positivo.

Il valore di I_1 si può scegliere in modo che $\sqrt{I_0^2/I_1^2 - 1}$ risulti eguale all'unità; cioè $I_0^2/I_1^2 = 2$, $I_1 = \frac{I_0}{\sqrt{2}} = 0{,}707\, I_0$ in tal caso:

$$\varepsilon = \frac{\omega_0}{\omega_1 - \omega_2} \qquad [28']$$

$$\varepsilon = \frac{C_1 + C_2}{C_2 - C_1} \qquad [29']$$

nelle quali si intende che $\omega_1 > \omega_2$, oppure $C_2 > C_1$ e che ω_1 ed ω_2, oppure C_1 e C_2, sono quei valori della pulsazione, rispettivamente della capacità, per i quali la corrente assume il valore I_1 pari a $0{,}707\, I_0$.

Il valore del decremento può esser ricavato usando la [25].

Nella fig. 144 è disegnata la curva di risonanza di un circuito oscillatorio avente decremento eguale a 0,1 e quindi $\varepsilon = 31{,}4$. In essa si sono usati rispettivamente per ascisse ed ordinate i rapporti senza dimensione

(19) Si sarebbe dovuto ripetere tutto il procedimento già svolto con la variante di supporre fin dall'inizio $\omega = 1/\sqrt{LC_0} = \text{cost.}$ e C variabile. Invece per brevità si è pervenuti alla [29], ch'è rigorosa, attraverso due approssimazioni che si compensano. L'espressione di ε precedente alla [29], ch'è approssimata, diventa rigorosa se al numeratore si scrive C_1 in luogo di C_0.

ω/ω_0 e I/I_0 (o V/V_0). Inoltre si è rappresentata sia l'intera curva a partire da $\frac{\omega}{\omega_0} = 0$ (allo scopo di mostrarne l'andamento completo in un caso corrispondente ad un circuito oscillatorio di « qualità » media) sia il solo tratto corrispondente alla zona prossima alla risonanza usando

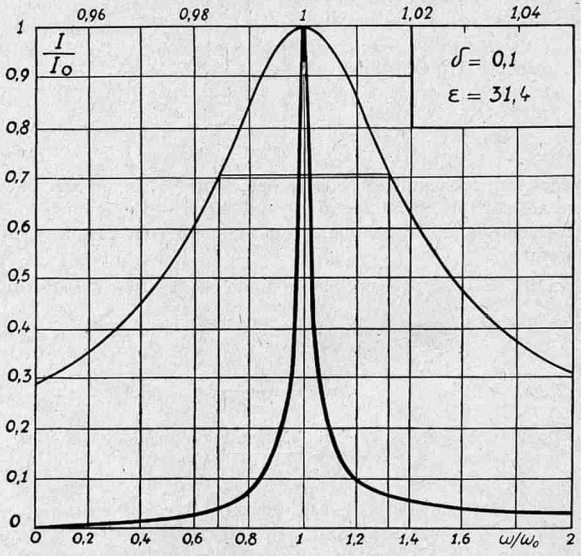


FIG. 144.
Curva di risonanza. La curva segnata con tratto più sottile si deve leggere usando la scala delle ascisse, assai più ampia, riportata superiormente; essa è una parte (quella che sta sopra il valore 0,3 di I/I_0) della medesima curva di risonanza completa segnata con tratto più grosso.

una scala per le ascisse molto ingrandita. Le curve di fig. 142 si riferiscono invece ad un circuito di « qualità » scadente. Il primo oscillogramma di fig. 137 si riferisce poi ad un circuito oscillatorio di qualità ancora peggiore. Poichè il diagramma è tracciato, come s'è detto, in funzione dei rapporti senza dimensioni $\frac{I}{I_0}$ $\left(\text{o } \frac{V}{V_0}\right)$ e $\frac{\omega}{\omega_0}$, esso risulta indipendente dai valori

delle costanti L, C, R_S (o R_P), ma dipende solo dalle proporzioni con cui esse compaiono nel circuito.

Infine nella figura 145 è rappresentata in (a) una *curva di risonanza universale* cioè valevole per tutti i normali circuiti oscillatori. Ciò è stato

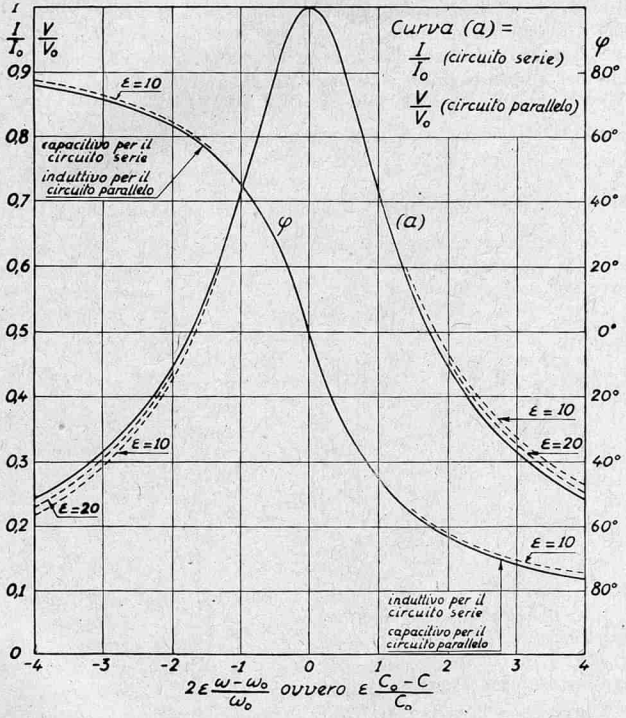


FIG. 145.

Curva di risonanza universale. Si noti che la curva è valevole, con buona approssimazione, entro un campo assai esteso di valori di ε perchè tale coefficiente è contenuto nel parametro portato in ascisse. La curva segnata con tratto continuo è simmetrica e valevole rigorosamente per $\varepsilon = \infty$. La curva contrassegnata con φ fornisce l'angolo di fase che deve essere letto sulla scala di destra.

ottenuto scegliendo conveniente il parametro portato in ascisse che comprende anche ε. Tale curva è simmetrica nel caso ideale in cui $\varepsilon = \infty$ ed in questo caso essa è rappresentata dalla linea continua; le linee a tratti corrispondono invece ai casi reali in cui $\varepsilon = 20$ ed $\varepsilon = 10$. Si vede, che specialmente nel tratto superiore, le curve sono praticamente coincidenti. Per $\varepsilon > 20$ la curva reale tende a coincidere ancor più precisamente con la curva a linea continua. Ciò giustifica l'impiego di tale curva per qualsiasi circuito oscillatorio normale.

Nel grafico è portata altresì la curva che fornisce l'angolo di fase φ. Anche per questa la linea continua si riferisce al caso ideale $\varepsilon = \infty$ e la curva a tratti al caso reale $\varepsilon = 20$.

CAPITOLO VII

CIRCUITI OSCILLATORI ACCOPPIATI

A) Oscillazioni libere smorzate nei circuiti accoppiati. - Fenomeno delle due onde o dei battimenti.

117. - Paragone meccanico con le oscillazioni libere di due pendoli accoppiati.

Consideriamo due circuiti oscillatori, elettricamente distinti, ma magneticamente accoppiati. Un tale sistema è rappresentato in fig. 146 e in esso, oltre le costanti R_1, L_1, C_1 del primo circuito, che chiameremo

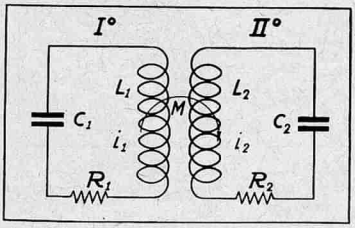


FIG. 146.
Circuiti oscillatori accoppiati.

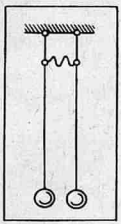


FIG. 147.
Pendoli accoppiati.

primario e quelle R_2, L_2, C_2 del secondo circuito, che chiameremo *secondario*, occorre considerare la mutua induzione M fra i due circuiti (1). Desideriamo studiare le oscillazioni che si manifestano nel sistema allorchè ad esso venga comunicata energia, p. es. provvedendo a caricare il con-

(1) Giacchè considereremo solo il caso in cui le resistenze sono in serie queste si sono indicate per brevità con R_1 ed R_2 invece che con R_{1S} ed R_{2S}.

densatore C_1 del primario, ciò che si può fare nel modo indicato al paragrafo 99. Poichè, una volta comunicata l'energia al sistema, esso viene abbandonato a se stesso, le caratteristiche delle oscillazioni, che in tal caso al solito chiameremo *libere*, dipenderanno unicamente dalle costanti del sistema.

Anche qui il sistema elettrico può essere utilmente confrontato con un conveniente sistema meccanico. Sceglieremo quello composto da due pendoli meccanicamente accoppiati fra loro p. es. mediante un lieve legame

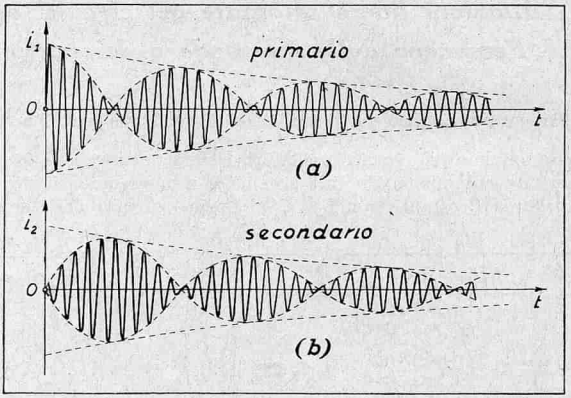


FIG. 148.
Oscillazioni libere che si manifestano in un sistema di due circuiti oscillatori accoppiati.

elastico che ne unisca i due gambi (che si suppongono rigidi) come è schematicamente indicato in fig. 147. Supponiamo di sollevare uno dei pendoli (il legame è così lento che l'altro pendolo rimane praticamente nella sua posizione di equilibrio); si comunica così ad esso energia. Se ora il pendolo si abbandona a se stesso, esso comincia ad oscillare con un periodo assai poco diverso da quello proprio, perchè poco modificato dal legame creato. Però, attraverso a questo, il secondo pendolo riceve piccoli impulsi di frequenza uguale a quella dell'oscillazione del pendolo primario. Quindi, se il secondo pendolo ha la medesima lunghezza del primo, cioè è in risonanza con gli impulsi che riceve, in breve l'ampiezza della

sua oscillazione diventa grande. Esso acquista così energia dal primo e perciò l'ampiezza dell'oscillazione primaria diminuisce gradualmente, talora fino ad annullarsi. Ora il pendolo secondario funziona da eccitatore e l'energia si va nuovamente trasferendo al primo pendolo e così di seguito.

Il fenomeno è rappresentato in fig. 148 ove in a è indicata l'oscillazione primaria; in b la secondaria.

Questo alternativo trasferirsi dell'energia dal pendolo primario al secondario non avviene senza perdite di energia e le oscillazioni vanno perciò smorzandosi.

Nel circuito elettrico si manifesta un fenomeno perfettamente analogo.

118. - Impostazione analitica del problema.

I fenomeni sopra esposti possono essere analiticamente tradotti nel modo seguente: Scriviamo che in ogni istante, per ciascun circuito (fig. 146) la somma delle f. e. m. è zero; si ha:

$$\left.\begin{aligned} L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} + R_1 i_1 + v_1 = 0 \\ L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt} + R_2 i_2 + v_2 = 0 \end{aligned}\right\} ,$$

dove v_1 e v_2 sono le d. d. p. istantanee alle estremità dei condensatori C_1 e C_2. Deriviamo rispetto al tempo:

$$\left.\begin{aligned} L_1 \frac{d^2 i_1}{dt^2} + M \frac{d^2 i_2}{dt^2} + R_1 \frac{di_1}{dt} + \frac{dv_1}{dt} = 0 \\ L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + M \frac{d^2 i_1}{dt^2} + R_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{dv_2}{dt} = 0 \end{aligned}\right\} ;$$

poichè $\frac{dv}{dt} = \frac{i}{C}$ avremo in definitiva:

$$\left.\begin{aligned} L_1 \frac{d^2 i_1}{dt^2} + M \frac{d^2 i_2}{dt^2} + R_1 \frac{di_1}{dt} + \frac{i_1}{C_1} = 0 \\ L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + M \frac{d^2 i_1}{dt^2} + R_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{i_2}{C_2} = 0 \end{aligned}\right\} . \qquad [1']$$

119. - Studio delle oscillazioni nell'ipotesi ideale di due circuiti privi di perdite, ciascuno singolarmente accordato sulla stessa pulsazione.

La risoluzione delle [1'] rispetto alle incognite i_1 ed i_2 presenta qualche difficoltà. Ci accontenteremo di trovarla nel caso in cui $R_1 = R_2 = 0$. Esso è un caso ideale praticamente irrealizzabile e corrisponde, come ben s'intuisce, ad avere nei circuiti oscillazioni non smorzate.

Supponiamo inoltre che i due circuiti presi singolarmente siano accordati sulla stessa pulsazione ω_0. In tal caso dovrà essere

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_1 C_1} = \frac{1}{L_2 C_2}\,,$$ perciò le [1'] diventano:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{M}{L_1}\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \omega_0^2\, i_1 = 0 \\ \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{M}{L_2}\frac{d^2 i_1}{dt^2} + \omega_0^2\, i_2 = 0\,. \end{aligned}\right\} \qquad [1]$$

Cerchiamo una soluzione del seguente tipo:

$$i_1 = I_1 \operatorname{sen} \omega t\,, \qquad i_2 = I_2 \operatorname{sen} \omega t\,. \qquad [2]$$

Se essa è possibile, sostituendola nei primi membri delle [1] essi devono risultare identicamente uguali a zero. Le equazioni che risultano da questa identità devono permetterci di ricavare ω. I valori di I_1 e I_2 sono invece costanti che dipendono dalle condizioni iniziali.

Operando:

$$\left.\begin{aligned} -\omega^2 I_1 \operatorname{sen} \omega t - \frac{M}{L_1}\omega^2 I_2 \operatorname{sen} \omega t + \omega_0^2 I_1 \operatorname{sen} \omega t = 0 \\ -\omega^2 I_2 \operatorname{sen} \omega t - \frac{M}{L_2}\omega^2 I_1 \operatorname{sen} \omega t + \omega_0^2 I_2 \operatorname{sen} \omega t = 0\,; \end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{sen} \omega t \left[I_1 (\omega_0^2 - \omega^2) - \frac{M}{L_1} I_2 \omega^2 \right] = 0 \\ \operatorname{sen} \omega t \left[I_2 (\omega_0^2 - \omega^2) - \frac{M}{L_2} I_1 \omega^2 \right] = 0\,. \end{aligned}\right\}$$

Affinchè le [2] siano una soluzione del sistema [1] occorre che le equazioni or ora ricavate, sostituendo appunto le [2] nelle [1], siano verificate

per qualunque valore assegnato al tempo t, ossia anche, p. es., per $\operatorname{sen}\omega t = 1$. Perciò dovrà essere:

$$\left.\begin{aligned} I_1 (\omega_0^2 - \omega^2) - \frac{M}{L_1} I_2 \omega^2 = 0 \\ I_2 (\omega_0^2 - \omega^2) - \frac{M}{L_2} I_1 \omega^2 = 0 \ . \end{aligned}\right\} \qquad [3]$$

La soluzione del sistema [3] rispetto all'incognita ω permette di sapere quali siano i valori che occorre assegnare ad ω affinchè, introdotti nelle [2] queste siano veramente una soluzione delle [1].

Dalle [3] eliminando I_1 ed I_2 e ricordando che $\dfrac{M^2}{L_1 L_2} = k^2$ = coefficiente di accoppiamento (v. paragrafo 88) si ha:

$$(\omega_0^2 - \omega^2) \cdot (\omega_0^2 - \omega^2) - k^2 \omega^4 = 0 \ (^2) \ ;$$

(²) Nel caso in cui i due circuiti non siano accordati, ponendo:

$$\omega_1^2 = 1/(L_1 C_1) \quad \text{ed} \quad \omega_2^2 = 1/(L_2 C_2)$$

e seguendo lo stesso procedimento si sarebbe ottenuta la seguente equazione:

$$(\omega_1^2 - \omega^2) \cdot (\omega_2^2 - \omega^2) - k^2 \omega^4 = 0 \ ,$$

ossia:

$$\omega^4 (1 - k^2) - \omega^2 (\omega_1^2 + \omega_2^2) + \omega_1^2 \omega_2^2 = 0 \ ,$$

da cui:

$$\omega^2 = \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 \pm \sqrt{(\omega_1^2 + \omega_2^2)^2 - 4 (1 - k^2) \omega_1^2 \omega_2^2}}{2 (1 - k^2)} \ ;$$

$$\omega^2 = \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 \pm \sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4 k^2 \omega_1^2 \omega_2^2}}{2 (1 - k^2)} \ .$$

Scartando le soluzioni negative, senza significato fisico, le due pulsazioni che, introdotte nelle [2], le rendono soluzioni delle [1] (ove però sempre si sia posto $R_1 = R_2 = 0$) sono:

$$\left.\begin{aligned} \omega' = \sqrt{\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 + \sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4 k^2 \omega_1^2 \omega_2^2}}{2 (1 - k^2)}} \\ \omega'' = \sqrt{\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 - \sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4 k^2 \omega_1^2 \omega_2^2}}{2 (1 - k^2)}} \end{aligned}\right\} \qquad [4']$$

Se $k = 0$ si ha: $\omega' = \omega_1$; $\omega'' = \omega_2$.

Se invece $k = 1$ si ha:

$$\omega' = \infty \ ; \qquad \omega'' = \frac{\omega_1 \omega_2}{\sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2}} \ ;$$

(il valore di ω'' risultando di forma indeterminata, è calcolato con la regola dell'Hopital).

trasportando il secondo termine al secondo membro ed estraendo la radice si ha:

$$\omega_0^2 - \omega^2 = \pm k\,\omega^2 \ ;$$

le cui soluzioni sono:

$$\omega' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}}\,, \qquad \omega'' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}}\,. \tag{4}$$

Le due pulsazioni ω' ed ω'', trovate per ω, vanno sostituite nelle [2] ed allora queste diventano a loro volta soluzioni delle [1]. Si ottengono così due soluzioni per i_1 e due per i_2; le seguenti:

$$\left.\begin{array}{lll} 1^{a} \text{ soluzione} & i_1' = I_1' \operatorname{sen} \omega' t\,, & i_2' = I_2' \operatorname{sen} \omega' t \\ 2^{a} \text{ soluzione} & i_1'' = I_1'' \operatorname{sen} \omega'' t\,, & i_2'' = I_2'' \operatorname{sen} \omega'' t. \end{array}\right\} \tag{5}$$

Ma se si conoscono due o più soluzioni indipendenti di una equazione differenziale lineare anche la loro somma è soluzione della equazione considerata (3). Allora la soluzione completa (4) della [1] è:

$$\left.\begin{array}{l} i_1 = i_1' + i_1'' = I_1' \operatorname{sen} \omega' t + I_1'' \operatorname{sen} \omega'' t \\ i_2 = i_2' + i_2'' = I_2' \operatorname{sen} \omega' t + I_2'' \operatorname{sen} \omega'' t\,. \end{array}\right\} \tag{5'}$$

Queste soluzioni si identificano con la [5] ove per la prima soluzione sia $I_1'' = I_2'' = 0$ e per la seconda sia invece $I_1' = I_2' = 0$. In questo caso però le quattro costanti I_1', I_2', I_1'', I_2'' non risultano nulle e si possono determinare tenendo conto delle condizioni iniziali. Se per es. si suppone che inizialmente ($t = 0$) tutta l'energia sia posseduta dal primo circuito, affinchè l'energia nel secondo circuito sia nulla dovrà essere:

$$I_2' + I_2'' = 0 \ ; \qquad I_2'/I_2'' = -1\,. \tag{6}$$

---

(3) Infatti sostituendo nella 1ª delle [1] $i_1 = i_1'$ ed $i_2 = i_2'$ il primo membro risulta eguale a 0 (cioè l'equazione è soddisfatta); analogamente succede se si sostituisce $i_1 = i_1''$ ed $i_2 = i_2''$. Ma poichè la derivata di una somma è uguale alla somma delle derivate l'equazione sarà ancora soddisfatta sostituendo $i_1 = i_1' + i_1''$ ed $i_2 = i_2' + i_2''$.

(4) Una soluzione di una equazione differenziale è completa quando in essa compare un numero di costanti arbitrarie (dipendenti solo dalle condizioni ai limiti) eguale all'ordine della equazione. Nel nostro caso I_1' ed I_1'' per la i_1; I_2' ed I_2'' per i_2.

Nell'ipotesi fatta di perdite nulle in ambedue i circuiti ($R_1 = R_2 = 0$) si può ancora ricavare il rapporto I_1'/I_2' ed il rapporto I_1''/I_2''. Infatti dividendo membro a membro le [3] si ha:

$$\frac{I_1^2}{I_2^2} = \frac{L_2}{L_1} ; \qquad \frac{I_1}{I_2} = \pm \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} .$$

Si potrebbe inoltre dimostrare che il segno — spetta al rapporto I_1'/I_2' e il segno + al rapporto I_1''/I_2'', cioè:

$$\frac{I_1''}{I_2''} = -\frac{I_1'}{I_2'} = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} ;$$

allora, tenendo conto della [6], si ha:

$$\frac{I_2'}{I_2''} = -\frac{I_1'}{I_1''} = -1 ;$$

$$I_1' = I_1'' = I_1 ; \qquad -I_2' = I_2'' = I_2 = I_1 \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} . \qquad [6']$$

Ne concludiamo che nelle seguenti ipotesi:

$$R_1 = R_2 = 0 , \qquad \omega_1 = \omega_2 = \omega_0 , \qquad I_2' + I_2'' = 0 ,$$

le correnti oscillatorie che si stabiliscono nel sistema dei due circuiti accoppiati sono rispettivamente:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{nel primario} & i_1 = I_1 \,(\text{sen}\ \omega' t + \text{sen}\ \omega'' t) ; \\ \text{nel secondario} & i_2 = -I_1 \sqrt{\dfrac{L_1}{L_2}} \,(\text{sen}\ \omega' t - \text{sen}\ \omega'' t) ; \end{array}\right\} \qquad [5'']$$

ove:

$$\omega' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}} , \qquad \omega'' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}} .$$

Si noti che, data la simmetria del sistema, i nomi di *primario* e *secondario* non sono legati ai circuiti indipendentemente da cause esterne, ma invece il primo di essi verrà assegnato al circuito che riceve l'energia dalla sorgente esterna e il secondo a quello che riceve l'energia attraverso al primario. Perciò ciascuno dei due circuiti può essere indifferentemente primario, mentre l'altro sarà il secondario.

120. - Fenomeno dei battimenti.

Le [5''] dicono in definitiva che i_1 ed i_2 sono rispettivamente la somma o la differenza di due correnti sinusoidali di ampiezza uguale ma di pulsazioni diverse.

Le due correnti i_1' ed i_1'' che compongono i_1, sono rappresentate nelle due prime righe della fig. 149 e la loro somma, ossia la corrente

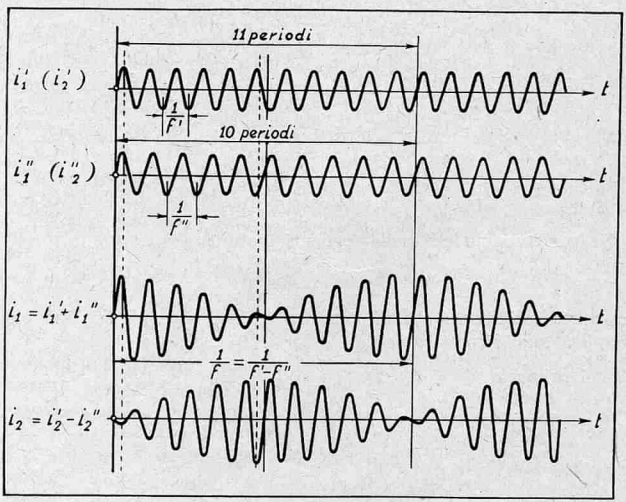


FIG. 149.
Fenomeno dei battimenti. La terza curva risulta dalla somma delle due precedenti; la quarta risulta dalla differenza delle due prime.

i_1 che circola nel primario, è rappresentata nella terza riga. Inoltre, poichè le correnti i_2' ed i_2'' che compongono la corrente del secondario hanno le stesse pulsazioni (ω' ed ω'') rispettivamente di i_1' ed i_1'', le due prime righe della fig. 149 possono anche rappresentare (nella scala $\sqrt{L_2/L_1}$, ovvero nella stessa scala se $L_1 = L_2$) le correnti i_2' ed i_2'' e la

quarta riga la loro differenza ossia la corrente i_2 che circola nel secondario. Perciò i risultati ottenuti concordano perfettamente con quelli previsti a paragrafo 117 mediante il modello meccanico. La fig. 148

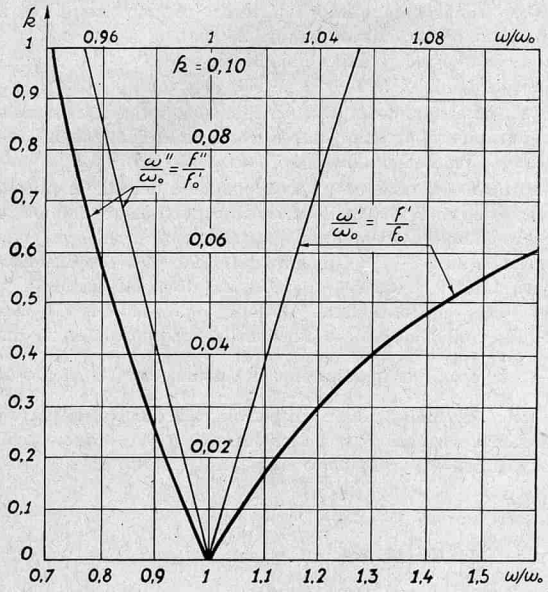


FIG. 150.

Frequenze proprie di due circuiti oscillatori accoppiati, in funzione del coefficiente di accoppiamento k, nell'ipotesi che i due circuiti, presi isolatamente, siano accordati sulla frequenza comune f_0. Le curve più sottili si devono leggere sulle ordinate segnate al centro e sulle ascisse segnate superiormente. Esse rappresentano, in scala ingrandita, la parte prossima al vertice dello stesso grafico e permettono di effettuare letture anche per piccoli valori di k.

differisce dalle ultime due righe della fig. 149 unicamente per il fatto che quest'ultima si riferisce al caso ideale nel quale non vi sono perdite di energia e perciò le oscillazioni non vanno spegnendosi.

Le ampiezze delle correnti nel primario e nel secondario variano in opposizione; quando l'una è massima l'altra è minima e viceversa; la frequenza con cui si verificano tali variazioni di ampiezza è uguale alla differenza delle due frequenze f' ed f'' delle due correnti componenti. Infatti, si è compiuto un intero ciclo allorchè la corrente di frequenza minore (i_1'') è rimasta in ritardo d'un intero periodo (istante B) e perciò si ritorna alle condizioni iniziali (istante A). Ora, se la corrente i_1' compie f' cicli al secondo e la i_1'' ne compie invece solo f'' essa, in un secondo, rimane in ritardo di $f = f' - f''$ periodi, c. v. d.

Questo fenomeno, che si presenta ogni qual volta in un circuito siano contemporaneamente presenti due correnti sinusoidali aventi frequenze poco diverse, si chiama *fenomeno dei battimenti* (5).

Nel nostro caso, attraverso l'accoppiamento dei due circuiti si ha un trasferimento dell'energia la quale passa alternativamente dall'uno all'altro. La frequenza con cui avviene questo trasferimento di energia, che come si è visto è eguale ad $f' - f''$, dipende dal grado di accoppiamento k dei due circuiti. Infatti f' ed f'' si ottengono dividendo per 2π i valori di ω' ed ω'' che sono dati dalle [4]. Essi si possono rilevare anche dal grafico di fig. 150 tracciato in funzione del rapporto senza dimensioni $\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{f}{f_0}$. In esso, per permettere le letture con sufficiente approssimazione anche in corrispondenza di piccoli valori di k, la parte del diagramma relativa a valori di k compresi fra 0 e 0,1 è ripetuta disegnata in linea sottile ed in scala molto ingrandita (ascisse da leggere in alto, ordinate al centro).

121. - Caso reale. Circuiti con resistenza.

Nei circuiti reali non si verifica la condizione $R_1 = R_2 = 0$ perciò le oscillazioni vanno smorzandosi. Inoltre non sempre le oscillazioni presentano proprio l'aspetto indicato in fig. 148. Ciò si verifica solo a condizione che l'energia che si trasferisce in un ciclo da un circuito all'altro sia molto grande rispetto a quella che, nello stesso tempo, viene dissipata dalle resistenze R_1 ed R_2 dei due circuiti. Un coefficiente determinante in

(5) Un caso molto conosciuto di questo fenomeno è quello che si verifica durante l'operazione di accoppiamento in parallelo degli alternatori.

proposito è dato da $\frac{\omega_0^2 M^2}{R_1 R_2}$. Precisamente se tale coefficiente, che si chiama anche *coefficiente di trasferimento*, è molto maggiore di uno, allora si nota veramente il fenomeno dei battimenti smorzati (fig. 148). Inoltre l'energia si trasferisce quasi per intero dall'uno all'altro circuito cosicchè, alternativamente, in uno dei due circuiti l'energia si riduce a zero negli istanti in cui nell'altro essa è massima. Allorchè invece il coefficiente di trasferimento è molto minore di uno (ciò che si può verificare p. es. quando M è molto piccolo) le oscillazioni nel circuito primario risultano praticamente indipendenti dalla presenza del secondario ossia si riducono ad una oscillazione semplice smorzata. Nel secondario analogamente, si ha all'incirca una oscillazione semplice smorzata ma di ampiezza notevolmente ridotta rispetto a quella primaria e di frequenza praticamente eguale a quella del primario. Infatti in tale caso M e quindi anche k, risultano molto piccoli e perciò $\omega' = \sim \omega''$. Riassumendo per:

$$\frac{\omega_0^2 M^2}{R_1 R_2} >> 1 \quad \text{battimenti smorzati;}$$

$$\frac{\omega_0^2 M^2}{R_1 R_2} << 1 \quad \text{oscillazioni semplici smorzate.}$$

Fra questi due casi limiti vi è poi una serie di casi intermedi in relazione al valore assunto dal coefficiente di trasferimento.

Quanto sopra si riferisce sempre al caso in cui i due circuiti sono accordati ossia $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$. Se invece ω_1 è diverso da ω_2 bastano piccole diversità perchè l'influenza reciproca dei due circuiti diminuisca rapidamente. Perciò, anche con accoppiamenti relativamente stretti, le oscillazioni si riducono ad avere carattere semplice smorzato.

122. - Eccitazione per impulso.

La presenza contemporanea delle due onde di pulsazione ω' ed ω'', notevolmente diverse specialmente allorchè il coefficiente di accoppiamento k fra i due circuiti sia grande, risulta talora non desiderata. Per evitare tale inconveniente pur mantenendo elevato il valore di k e quindi rapido il trasferimento dell'energia dal circuito primario al secondario, si ricorre all'artificio (attuabile con mezzi che si apprenderanno in seguito) di aprire il circuito primario appena avvenuto il primo trasferimento di

energia dopo la prima semioscillazione delle ampiezze. In tale modo l'energia non può più trasferirsi dal secondario al primario e perciò nel secondario ha inizio una oscillazione semplice le cui caratteristiche, pulsazione e

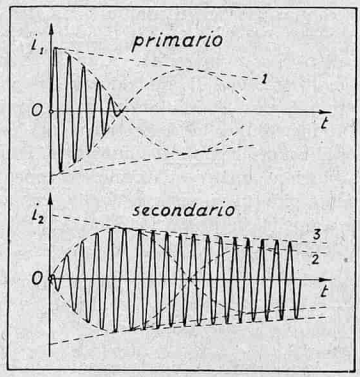


FIG. 151.
Eccitazione per impulso. Le curve inviluppo 1 e 2 dipendono dai decrementi del primario e del secondario; la curva inviluppo 3 dipende dal decremento del solo secondario.

decremento, dipendono unicamente dal circuito secondario. Le oscillazioni nei due circuiti hanno perciò l'aspetto indicato in fig. 151. Tale maniera di comunicare energia ad un circuito oscillatorio dicesi *per impulso* o *per urto*.

B) Oscillazioni libere mantenute persistenti. Fenomeno dei salti di frequenza e dello stiramento d'onda.

123. - Presenza di una sola pulsazione nei due circuiti.

L'energia può essere somministrata ad uno dei due circuiti, invece che in maniera discontinua (caricando per es. una volta tanto il suo condensatore) in maniera continua, rifondendo ad ogni periodo l'energia perduta (6). In questo modo l'ampiezza delle oscillazioni è necessariamente costante o, come si dice, persistente.

La condizione che il valore istantaneo della oscillazione sia esprimibile come somma di due funzioni sinusoidali di frequenza *diversa* ma non *multipla*, come succede nel caso precedente, non è compatibile con la costanza della sua ampiezza massima; costanza ch'è ora imposta in conseguenza del sistema usato per l'alimentazione del circuito. D'altro lato siamo ancora in presenza di oscillazioni libere perchè la pulsazione non è determinata dai circuiti di alimentazione ma solo dalle costanti dei circuiti oscillatori accoppiati. Perciò necessariamente la oscillazione ottenuta deve essere ancora soluzione delle equazioni [1] (7); ma non sarà del tipo completo [5'] ma del tipo [5]. Però i valori possibili per ω saranno sempre ω' ed ω'' dati dalle [4], quindi potranno verificarsi due casi:

1) $I_1'' = I_2'' = 0$: la pulsazione ha il valore ω' ;
2) $I_1' = I_2' = 0$: la pulsazione ha il valore ω'' .

124. - Fenomeno dei salti d'onda.

Poichè la pulsazione è la stessa per tutti e due i circuiti e si possono verificare entrambi i casi sopra enunciati vogliamo vedere quando si stabilisce la pulsazione ω' e quando invece la ω'' . Avvertiamo subito

---

(6) Ciò si può ottenere impiegando in maniera opportuna un tubo elettronico.

(7) Poichè l'alimentazione del circuito provvede a mantenere le oscillazioni persistenti le resistenze dissipative R_1 ed R_2 non vanno considerate.

che ciò dipende dalla regolazione dei due circuiti. Supponiamo allora che il circuito primario, cioè quello alimentato, abbia, se preso singolarmente, la pulsazione costante ω_1 mentre invece la pulsazione ω_2 del circuito secondario, sempre preso isolatamente, sia variabile. Indichiamo infine genericamente con ω la pulsazione *unica* che si manifesta nel sistema dei due circuiti allorchè essi sono accoppiati ed alimentati nella maniera predetta. La pulsazione ω può assumere a volte il valore ω' a volte il valore ω'' ove ω' ed ω'' sono le soluzioni della equazione

$$(\omega_1^2 - \omega^2) \cdot (\omega_2^2 - \omega^2) - k^2 \omega^4 = 0 \,, \qquad [7]$$

che si riferisce al caso di circuiti che, presi singolarmente, non sono accordati sulla stessa pulsazione ω_0 (v. nota [1]) a paragrafo 119).

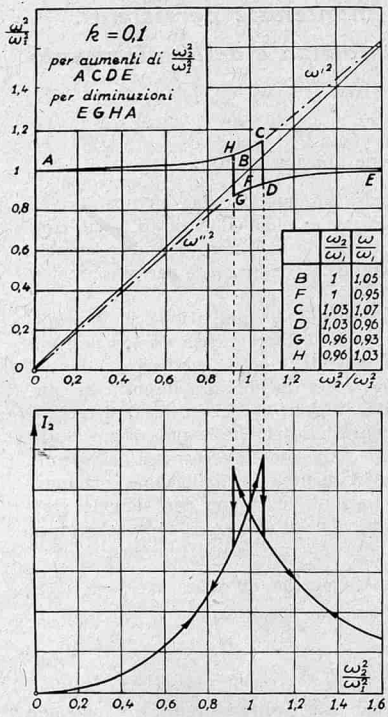


FIG. 152.
Illustrazione del fenomeno dei salti d'onda.

L'equazione [7] nelle variabili ω^2 e ω_2^2 rappresenta i due rami di una iperbole indicati in fig. 152 con ω'^2 e ω''^2. Supponiamo di partire da un valore piccolo di ω_2; il valore della pulsazione ω che si stabilisce nei due circuiti sarà molto prossima ad ω_1 (punto A). A mano a mano che ω_2 cresce, anche ω cresce e quando $\omega_2 = \omega_1$, ω assume il valore: $\omega_1/\sqrt{1-k}$ (punto B). Aumentando ancora ω_2, ω continua a crescere fino al punto C oltre il quale l'oscillazione non è più possibile per la pulsazione più grande. Ciò perchè l'accoppiamento è insufficiente per imporre nel circuito primario un'oscillazione che (seguendo il ramo ω'^2 dell'iperbole) tende ad avere una pulsazione sempre più prossima ad ω_2 e sempre più lontana da quella del circuito primario,

cioè ω_1. Invece l'oscillazione è ancora possibile con la pulsazione corrispondente al punto D sul ramo ω''^2 dell'iperbole, valore che è più prossimo ad ω_1; quindi l'oscillazione disinnesca in C, ma innesca in D. Si ha quindi un brusco cambiamento o salto della frequenza dell'onda. Aumentando ancora ω_2, ω tende ad ω_1 (punto E).

Facendo ora diminuire ω_2 il fenomeno procede secondo la linea $EFGHA$.

Per ciò che si è detto, quanto più grande è l'accoppiamento, tanto più i due valori di ω_2 per cui si ha il brusco cambiamento della pulsazione ω, sono lontani dal valore ω_1.

In fig. 152 è pure rappresentato l'andamento della corrente secondaria. La corrente primaria ha un andamento reciproco, essa cioè diminuisce allorchè la prima aumenta e viceversa. In corrispondenza della brusca variazione di ω si ha anche una brusca diminuzione di I_2. Ciò equivale a dire che non è mai possibile portare I_2 al suo valore massimo senza essere in una condizione di estrema instabilità per quanto riguarda la pulsazione e quindi anche il valore della corrente.

Nel caso della fig. 152, che si riferisce ad un coefficiente di accoppiamento pari a 0,1, si hanno salti di frequenza che, come si rileva anche dall'ultima colonna della tabella riportata insieme alla figura medesima (punti CD e GH), sono dell'ordine del 10%. In realtà le posizioni ove tali salti si producono, cioè i valori delle ascisse $\frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}$ per i punti considerati, dipendono, in notevole misura, anche dalle caratteristiche del circuito che provvede all'alimentazione e costringe l'oscillazione primaria a mantenersi persistente. Perciò il valore sopra indicato del salto di frequenza va preso a titolo di orientamento.

125. - Fenomeno dello stiramento d'onda.

In tutte le precedenti considerazioni non si è tenuto conto della presenza della resistenza nel secondario (quella nel primario non ha importanza perchè esso è continuamente rifornito di energia in modo tale che le oscillazioni persistono). In seguito alla presenza della resistenza R_2 non sempre si manifestano i salti di frequenza ora considerati, bensì al variare di ω_2 si ottiene una variazione della pulsazione ω dell'onda generata che avviene con continuità secondo l'andamento indicato (in funzione dei quadrati di ω ed ω_2) in fig. 153. Questo fenomeno perciò non si chiama più dei salti d'onda bensì dello *stiramento d'onda*.

La condizione di passaggio dall'uno all'altro comportamento è:

$$k = \frac{R_2}{\omega_2 L_2} = \frac{1}{\varepsilon_2} ;$$

cioè il coefficiente di accoppiamento deve uguagliare il reciproco del coefficiente di risonanza del secondario. Si ha perciò:

$k > \dfrac{1}{\varepsilon_2}$, fenomeno dei salti d'onda;

$k < \dfrac{1}{\varepsilon_2}$, fenomeno dello stiramento d'onda.

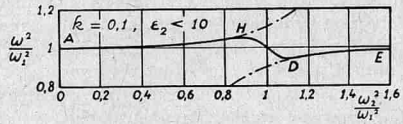


FIG. 153.
Fenomeno dello stiramento d'onda.

Si osservi infine che nel caso del fenomeno dello stiramento d'onda, come mostra la fig. 153, allorchè il secondario venga esattamente accordato col primario ($\omega_2 = \omega_1$, $\omega_2/\omega_1 = 1$) l'onda generata ω non risulta alterata dalla presenza del secondario, ossia si ha $\omega = \omega_1 = \omega_2$.

C) Oscillazioni forzate.
Fenomeno delle due frequenze di risonanza.

126. - Effetto della mutua induzione.

Lo studio delle oscillazioni forzate nei circuiti oscillatori accoppiati si può fare in maniera completa partendo dalle [1'] ove al secondo membro della prima equazione si sostituisca al posto dello zero il valore istantaneo della tensione v_1 della sorgente inserita nel circuito primario. Questa tensione imprime nel sistema correnti oscillatorie aventi la propria frequenza ossia una frequenza indipendente dalle costanti del circuito. Noi semplificheremo lo studio supponendo in primo luogo che la tensione di alimentazione v_1 sia sinusoidale e in secondo luogo che lo siano anche la corrente primaria e secondaria; ciò che, a partire dall'istante in cui la v_1 viene applicata, si verifica dopo un breve periodo transitorio.

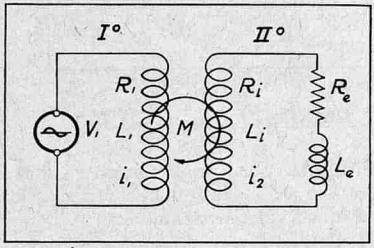


FIG. 154.
Circuiti accoppiati induttivamente o per mutuainduzione.

Inoltre, per facilitare lo studio, cominceremo col considerare, invece di due circuiti oscillatori, semplicemente due bobine, una primaria (I°), l'altra secondaria (II°) (v. fig. 154). La bobina primaria, di induttanza totale L_1 e resistenza R_1, è alimentata da una tensione sinusoidale di valore massimo pari a V_1. Essa ha in comune con la bobina secondaria, di induttanza L_i e resistenza R_i, una parte del flusso a cui corrisponde la mutua induzione M. Inoltre la bobina secondaria è chiusa sul circuito esterno di induttanza L_e e resistenza R_e. Valgono qui tutte le considerazioni che in elettrotecnica si fanno intorno al trasformatore con la differenza che nei trasformatori colà studiati il coefficiente di accoppia-

mento è sempre molto prossimo all'unità mentre invece qui esso è generalmente molto lontano da 1.

Scelto I_1 come vettore base e posto:

$$i_1 = I_1 \text{ sen } \omega t ,$$

la f. e. m. indotta in II° sarà:

$$e_2 = - M \frac{di_1}{dt} = - \omega M I_1 \cos \omega t = - E_2 \cos \omega t .$$

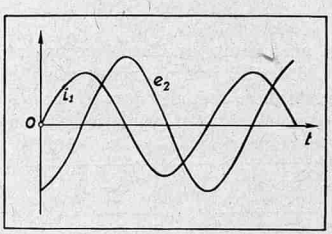


FIG. 155.
Forza elettromotrice indotta nel secondario da una corrente primaria sinusoidale.

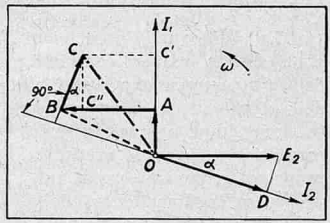


FIG. 156.
Diagramma vettoriale relativo al circuito di figura 154.

In fig. 155 sono rappresentati i valori istantanei di i_1 ed e_2 in funzione del tempo; e_2 raggiunge i suoi massimi più tardi di i_1 di 1/4 di periodo ed il suo valore massimo è:

$$E_2 = \omega M I_1 .$$

Vettorialmente E_2 deve essere segnato quindi in ritardo di 90° rispetto ad I_1 (8).

(8) Ciò è convenzionale perchè i due circuiti sono distinti e perciò i segni del secondo circuito rispetto al primo si possono scegliere arbitrariamente. Occorre però osservare che la corrente indotta nel secondario è, a sua volta, causa di una caduta di tensione nel primario (BC di fig. 156) che ha naturalmente un segno ben definito rispetto alla corrente primaria che è la causa prima di tale caduta. Pertanto si è scelto $e_2 = - M \frac{di_1}{dt}$ come f. e. m. indotta nel secondario e $+ M \frac{di_2}{dt}$ come caduta di tensione indotta da i_2 nel primario. Lo stesso risultato si sarebbe ottenuto scambiando i segni ad ambedue i termini.

D'altro lato, se alla bobina I° è applicata la tensione esterna di valore istantaneo v_1, si ha:

$$v_1 = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} \; ; \qquad [8]$$

e poichè, come è stato detto e come si verifica dopo un breve periodo transitorio, si ammettono sinusoidali tutte le tensioni e le correnti, si può segnare il diagramma vettoriale di fig. 156 ove:

$$OA = R_1 I_1 \, , \qquad AB = \omega L_1 I_1 \, , \qquad BC = \omega M I_2 \qquad \text{quindi: } V_1 = OC.$$

Il vettore $BC = \omega M I_2$ è in quadratura con I_2. Questo è sfasato di un angolo α rispetto ad E_2, angolo che dipende dal carico inserito nel secondario. Se p. es. R_e ed L_e sono la resistenza e l'induttanza esterne, inserite nel circuito secondario, e posto:

$$R_i + R_e = R_2 \, , \qquad L_i + L_e = L_2 \, ,$$

si ha:

$$Z_2 = \sqrt{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} \; ;$$

per cui:

$$\text{tg } \alpha = \frac{\omega L_2}{R_2} \, , \qquad \cos \alpha = \frac{R_2}{Z_2} \, , \qquad \text{sen } \alpha = \frac{\omega L_2}{Z_2} \, .$$

Per effetto della mutua induzione, al vettore OB si è aggiunto il vettore BC. Si è quindi avuto un *aumento di caduta ohmica* pari a:

$$AC' = BC \cos \alpha = \omega M \frac{E_2}{Z_2} \cdot \frac{R_2}{Z_2} = R_2 \frac{\omega^2 M^2 I_1}{Z_2^2} \; ;$$

ed una *diminuzione di caduta induttiva* pari a:

$$BC'' = BC \text{ sen } \alpha = \omega M \frac{E_2}{Z_2} \cdot \frac{\omega L_2}{Z_2} = \omega L_2 \frac{\omega^2 M^2 I_1}{Z_2^2} \, .$$

Le cadute ohmiche ed induttive totali nella bobina I°, dai valori:

$$R_1 I_1 = OA \qquad \text{e} \qquad \omega L_1 I_1 = AB$$

che esse hanno se non si considera l'effetto della bobina accoppiata II°, assumono, per effetto di questa, i seguenti valori:

$$OC' = \left(R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2 \right) I_1 = (R_1 + R_2') I_1 ,$$

$$CC' = \omega \left(L_1 - \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} L_2 \right) I_1 = \omega (L_1 - L_2') I_1 .$$

I termini:

$$R_2' = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2 , \qquad L'_2 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} L_2 , \qquad [9]$$

vengono chiamati *resistenza ed induttanza della bobina secondaria riportati nella primaria*. Indicheremo con n il rapporto $\frac{Z_2}{\omega M}$ (9); avremo quindi:

$$R_2' = R_2/n^2 \; ; \quad L_2' = L_2/n^2 . \quad [9']$$

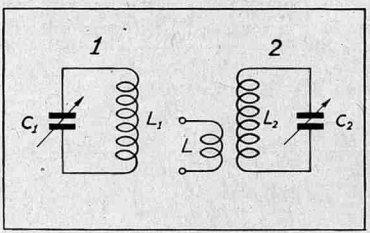


FIG. 157.
Quando ad un circuito oscillatorio si accoppia la bobina di un altro qualsiasi circuito, la frequenza di risonanza del primo aumenta.

Questo fenomeno ha molta importanza e spiega per esempio il seguente fatto: si abbiano due circuiti oscillatori 1 e 2 (fig. 157) formati con due condensatori variabili identici. Se vogliamo che essi siano accordati sulla medesima lunghezza d'onda allorchè le armature mobili dei due condensatori variabili sono ruotate di un medesimo angolo, quando cioè $C_1 = C_2$, è necessario che l'induttanza complessiva di L_2 sia uguale a L_1. Per ottenere questo non è sempre sufficiente che le due bobine

---

(9) Esso equivale al *rapporto di trasformazione* di un trasformatore. In quest'ultimo però il concatenamento è molto più stretto ed inoltre supponendo R_2^2 trascurabile di fronte a $\omega^2 L_2^2$ si ha:

$$n = \frac{\omega L_2}{\omega M} = \frac{L_2}{M} .$$

Indicando con n_1 il numero di spire primario e con n_2 quello secondario si ha poi: $L_2 = n_2^2$ e $M = n_1 n_2$. Allorchè il flusso è tutto concatenato con ambedue gli avvolgimenti i coefficienti di proporzionalità nelle due espressioni di L_2 ed M risultano uguali. Perciò si ha infine:

$$n = \frac{L_2}{M} = \frac{n_2^2}{n_1 n_2} = \frac{n_2}{n_1} .$$

siano identiche per numero di spire, dimensioni e struttura. È infatti altresì necessario che esse siano accoppiate a circuiti uguali. In caso contrario la bobina accoppiata con il circuito più caricato (ossia di maggiore induttanza o di minore resistenza) presenterà una minore induttanza che potrà essere compensata per esempio aumentando il numero di spire della bobina. Per questa stessa ragione la *schermatura* delle bobine (che si effettua introducendole in convenienti scatole di materiale conduttore allo scopo di evitare che esse determinino intensi campi esterni e per proteggerle da campi estranei) determina un aumento di resistenza ed una diminuzione di induttanza.

127. - Circuiti oscillatori accoppiati.

Consideriamo ora il caso dell'accoppiamento per mutuainduzione di due circuiti oscillatori (fig. 158). Il circuito primario è alimentato in serie da una f. e. m. di valore massimo V_1 e di pulsazione ω. Il circuito differisce dal caso precedente solo perchè in serie nei due circuiti sono disposti i condensatori C_1 e C_2. Le considerazioni svolte rimarranno perciò inalterate ove al posto dei termini ωL si sostituiscano i termini $X = \omega L - \dfrac{1}{\omega C}$. In particolare la impedenza risultante del circuito primario, Z_1', sarà definita dalla:

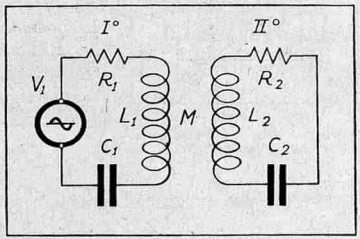


FIG. 158.
Circuiti oscillatori accoppiati per mutua induzione.

$$Z_1'^2 = (R_1 + R_2/n^2)^2 + (X_1 - X_2/n^2)^2 , \qquad [10]$$

dove:

$$n^2 = \frac{Z_2^2}{\omega^2 M^2} = \frac{R_2^2 + X_2^2}{\omega^2 M^2} .$$

Perciò le espressioni della corrente nel primario e nel secondario sono:

$$I_1 = \frac{V_1}{Z_1'} = \frac{V_1}{\sqrt{(R_1 + R_2/n^2)^2 + (X_1 - X_2/n^2)^2}} \qquad [11]$$

$$I_2 = \frac{\omega M I_1}{Z_2} = \frac{I_1}{n} . \qquad [11']$$

L'impiego di tali formule e la loro discussione completa risulta piuttosto complessa. Ci limiteremo pertanto ad esaminare i casi più importanti e di pratico interesse.

128. - Condizioni di massimo nel secondario.

Generalmente in un sistema di due circuiti oscillatori interessa conoscere la *condizione di accoppiamento che consente di rendere massima la corrente nel circuito secondario* e quindi anche la potenza trasferita.

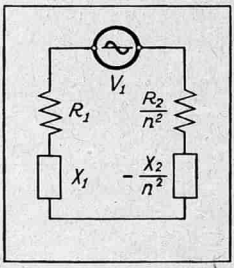


FIG. 159.
Circuito equivalente al sistema dei due circuiti accoppiati di fig. 158.

Il problema può essere risolto considerando il *circuito equivalente* al sistema dei due circuiti oscillatori accoppiati, schematizzato in fig. 159. Esso permette di considerare il sistema come un generatore di f. e. m. V_1, avente resistenza e reattanza interne R_1 ed X_1, chiuso sulla resistenza e reattanza esterne R_2/n^2 e $-X_2/n^2$. Occorre rendere massima la potenza assorbita da R_2/n^2.

È noto dall'elettrotecnica che ciò si manifesta quando la resistenza esterna è uguale a quella interna del generatore e quando la reattanza totale è nulla [10] cioè allorchè:

$$R_2 = n^2 R_1 \; ; \qquad X_2 = n^2 X_1 \; . \qquad (13)$$

---

[10] Ciò del resto si dimostra molto agevolmente. Infatti si ha:

$$P_2 = \frac{R_2}{n^2} I_1^2 = \frac{V_1^2 R_2/n^2}{(R_1 + R_2/n^2)^2 + (X_1 - X_2/n^2)^2} \; . \qquad [12]$$

Una prima condizione di massimo per P_2 al variare di Z_1' cioè del denominatore della [12] si ha per: $X_1 - X_2/n^2 = 0$ cioè, come s'è detto sopra, quando la reattanza totale del circuito di fig. 159 è nulla. Soddisfatta questa prima condizione si ha:

$$P_2 = \frac{V_1^2 R_2/n^2}{(R_1 + R_2/n^2)^2} \; . \qquad [12']$$

Una seconda condizione di massimo che, aggiunta alla precedente, consente di ottenere il *massimo assoluto*, si ottiene risolvendo l'equazione:

$$\frac{dP_2}{dR_2} = 0 \; ,$$

la quale fornisce: $R_2/n^2 = R_1 \; , \qquad [13]$

che, come si vedrà, è la relazione cercata che permette di conseguire il massimo assoluto.

Dalle [13] si ha:

$$\frac{X_2}{X_1} = \frac{R_2}{R_1} = n^2 . \qquad [14]$$

È necessario fermare l'attenzione sul fatto che, per raggiungere il *massimo assoluto*, gli elementi dei due circuiti devono assumere valori tali da rendere in ogni caso soddisfatta la [14]. Questa impone che *il rapporto fra le reattanze dei due circuiti sia uguale al rapporto delle rispettive resistenze*. In tal caso *la condizione di massimo è individuata da una delle* [13], *per es. dalla prima.*

Allorchè la [14] non sia soddisfatta si può ugualmente raggiungere un massimo della corrente nel secondario, però tale massimo non uguaglia il massimo assoluto. Si ottiene cioè un *massimo relativo* alla particolare condizione considerata.

Normalmente per rendere soddisfatta la [14] si fa:

$$\frac{L_2}{L_1} = \frac{C_1}{C_2} = \frac{R_2}{R_1} = n^2 , \qquad [14']$$

cioè si usano *capacità che stiano nel rapporto inverso delle induttanze e delle resistenze* (11). Naturalmente, poichè dalla [14'] si ha: $L_1 C_1 = L_2 C_2$, in tale ipotesi risulta che *i due circuiti, presi isolatamente, sono accordati sulla stessa frequenza,* ovvero:

$$\omega_1 = \omega_2 . \qquad [15]$$

Molto spesso i circuiti soddisfano alla condizione, ancor più restrittiva, per cui:

$$L_1 = L_2 ; \quad C_1 = C_2 ; \quad R_1 = R_2 ; \quad \text{cioè} \quad n = 1 . \qquad [14'']$$

Supposta soddisfatta la [14] la condizione di massimo è, come s'è detto:

$$R_2 = n^2 R_1 = \left(\frac{Z_2}{\omega_0 M} \right)^2 R_1 = \frac{R_2^2 + X_2^2}{\omega_0^2 M^2} R_1 ;$$

$$X_2^2 = \frac{R_2}{R_1} (\omega_0^2 M^2 - R_1 R_2) ;$$

$$X_2 = \pm \sqrt{\frac{R_2}{R_1} (\omega_0^2 M^2 - R_1 R_2)} . \qquad [16]$$

(11) Si noti che per bobine che abbiano la stessa struttura e le stesse dimensioni complessive il rapporto delle induttanze riesce, per similitudine, almeno approssimativamente, uguale a quello delle rispettive resistenze.

Da questa espressione risulta che possono presentarsi le tre seguenti possibilità:

1° $\omega_0^2 M^2 > R_1 R_2$: X_2 ha due soluzioni uguali e di segno contrario;

2° $\omega_0^2 M^2 = R_1 R_2$: $X_2 = 0$; le due soluzioni si identificano in una sola;

3° $\omega_0^2 M^2 < R_1 R_2$: X_2 non ha soluzioni reali ma solo due soluzioni immaginarie.

Nell'ultimo caso *non si può raggiungere la condizione di massimo assoluto per insufficienza di accoppiamento.* La *migliore condizione reale* che può essere attuata in tal caso è:

$$X_1 = X_2 = 0 .$$

Invece per $\omega_0^2 M^2 > R_1 R_2$ si hanno *due condizioni di massimo e i corrispondenti valori di ciascuna reattanza sono uguali ma di segno contrario, cioè uno di essi è induttivo* (+) *l'altro capacitivo* (—).

129. - Accoppiamento critico.

Quel particolare valore dell'accoppiamento per il quale si ottiene un solo massimo assoluto di I_2 si chiama *accoppiamento critico.* Il corrispondente valore M_c della mutuainduzione soddisfa alla condizione:

$$\omega_0^2 M_c^2 = R_1 R_2 .$$

In luogo di M_c conviene usare il *coefficiente di accoppiamento* k_c definito dalla:

$$k_c^2 = \frac{M_c^2}{L_1 L_2} = \frac{R_1}{\omega_0 L_1} \cdot \frac{R_2}{\omega_0 L_2} = \frac{1}{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2} ;$$

$$k_c = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}} . \qquad [17]$$

Nell'ipotesi definita dalla [14'] si ha: $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$, perciò:

$$k_c = \frac{1}{\varepsilon} . \qquad [18]$$

130. - Curva di risonanza.

Per illustrare il comportamento del sistema, sia pure nel caso particolare definito dalla [14'], supponiamo di alimentare il sistema con la tensione V_1 di pulsazione ω_0 coincidente con quella di risonanza dei due circuiti presi isolatamente che, in conseguenza della [15], è unica. Partendo da accoppiamento nullo si immagini di avvicinare le due bobine cioè di aumentare M. Ovviamente la corrente secondaria, che è zero allorchè l'accoppiamento è nullo, andrà aumentando. Inoltre, sempre se l'accoppiamento rimane piccolo, è facile intuire che, in questo caso, per ciascun valore di tale accoppiamento, si ha la massima corrente al secondario relativa a quell'accoppiamento. Infatti nelle condizioni suddette la pulsazione ω_0 della tensione di alimentazione coincide con la pulsazione dei due circuiti presi isolatamente. Continuando a stringere l'accoppiamento la corrente *raggiunge un massimo, poi diminuisce.*

Quel particolare valore dell'accoppiamento che consente di raggiungere un massimo assoluto della corrente secondaria per una pulsazione di eccitazione coincidente con quella di risonanza dei due circuiti presi isolatamente, è l'« accoppiamento critico ».

Se l'accoppiamento è maggiore di quello critico si possono ancora raggiungere condizioni di massimo tali da avere una corrente secondaria di valore uguale a quello corrispondente all'accoppiamento critico (massimo assoluto). Ciò si ottiene regolando il valore della pulsazione propria comune ai due circuiti, ossia regolando per es., contemporaneamente C_1 e C_2, in modo che rimanga sempre soddisfatta la [14'] e quindi la [15]. Perciò il massimo non si manifesta più allorchè la pulsazione di eccitazione coincide con quella di risonanza dei circuiti isolati. Inoltre vi sono due diversi valori della pulsazione propria dei due circuiti per i quali si ottiene il massimo desiderato. Questi due valori che indicheremo con:

$$\omega' = \omega_1' = \omega_2' \qquad \text{e} \qquad \omega'' = \omega_1'' = \omega_2''$$

risultano [12] equidistanti dalla pulsazione della tensione di alimentazione ω_0.

---

[12] Si ha infatti:

$$\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} = X\,; \qquad \omega_0^2 - \frac{\omega_0 X}{L} = \frac{1}{LC}\,; \qquad \omega^2 = \omega_0^2\left(1 - \frac{X}{\omega_0 L}\right).$$

Poichè come s'è visto X può assumere due valori uguali e di segno contrario, si ottengono per $\omega = \omega_1 = \omega_2$ due valori ω' ed ω'' che risultano equidistanti da ω_0 come si voleva dimostrare.

Ciò significa che se si porta in ordinate il valore della corrente secondaria e in ascisse il valore di X_2, cioè se si traccia la *curva di risonanza del circuito secondario*, per un accoppiamento maggiore di quello critico si ottiene una curva come in fig. 160 con due massimi. La curva presenta invece un solo massimo per un accoppiamento minore di quello critico e tende a coincidere con la curva di risonanza di un circuito oscillatorio semplice e ad avere il massimo di valore via via più piccolo a mano a mano che l'accoppiamento diminuisce.

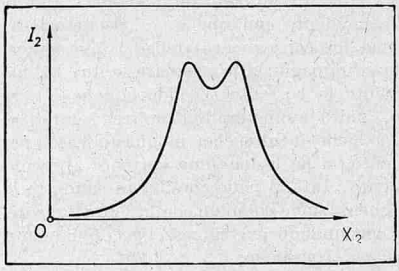


FIG. 160.
Andamento della curva di risonanza di un sistema di due circuiti oscillatori accoppiati.

131. - Valori delle pulsazioni in corrispondenza delle condizioni di massimo.

Finora si è supposto di alimentare il sistema con una tensione V_1 avente pulsazione ω_0 costante e di ricercare le condizioni di massimo regolando le pulsazioni proprie dei circuiti presi isolatamente cioè ω_1 ed ω_2 che si sono inoltre supposte sempre uguali. Ciò si può ottenere per esempio variando contemporaneamente C_1 e C_2.

In pratica frequentemente la regolazione si effettua in maniera diversa e cioè la pulsazione propria di ciascun circuito, considerato isolatamente, rimane fissa (ossia i condensatori, una volta portati ad un valore prescelto e fisso, non vengono più regolati) e viene invece variata la pulsazione ω della tensione di alimentazione. Questo caso, che a prima vista può confondersi con quello precedente, conduce invece a sviluppi analitici e a risultati differenti. Nei casi pratici tali diversità sono trascurabili. Pertanto, senza dilungarci nello sviluppare il nuovo caso, appare tuttavia utile cercare quali saranno i valori di ω per i quali, durante la regolazione di tale parametro, si otterranno i massimi della corrente secondaria. Supposta sempre soddisfatta la [14'] ciò si ottiene risolvendo l'equazione:

$$X_2^2 = \frac{R_2}{R_1} (\omega^2 M^2 - R_1 R_2) ,$$

già ottenuta dalla prima delle [13] nella quale però al posto di ω_0 fisso si

deve sostituire la pulsazione generica ω ch'è la nostra incognita la quale compare naturalmente anche in X_2. Perciò si ha:

$$\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2 = \frac{R_2}{R_1}(\omega^2 M^2 - R_1 R_2) \ ;$$

moltiplicando ambo i membri per ω^2/L_2^2 si ha:

$$(\omega^2 - \omega_2^2)^2 = \omega^4 \cdot \frac{R_2}{R_1} \cdot \frac{M^2}{L_2^2} - \omega^2 \omega_2^2 \frac{R_2^2}{\omega_2^2 L_2^2} \ .$$

Tenendo conto delle [14'] e [17'] si ha:

$$\frac{R_2^2}{\omega_2^2 L_2^2} = \frac{1}{\varepsilon_2^2} = k_c^2 \ ; \qquad \frac{R_2}{R_1}\frac{M^2}{L_2^2} = \frac{L_2}{L_1}\frac{M^2}{L_2^2} = \frac{M^2}{L_1 L_2} = k^2 \ .$$

Allora, scrivendo ω_0 al posto di ω_2 ($\omega_0 = \omega_1 = \omega_2$) dove questa volta ω_0 non è più la pulsazione fissa della tensione di alimentazione (ora questa è variabile e viene indicata con ω) bensì la pulsazione fissa comune dei due circuiti presi isolatamente, l'equazione precedente diventa:

$$\omega^4 (1 - k^2) - \omega^2 \omega_0^2 (2 - k_c^2) + \omega_0^4 = 0 \ . \qquad [19]$$

Essa ha le due seguenti soluzioni:

$$\omega^2 = \omega_0^2 \frac{2 - k_c^2 \pm \sqrt{k_c^4 + 4(k^2 - k_c^2)}}{2(1 - k^2)} \ . \qquad [20]$$

Si noti che la [20] fornisce anche per $k = k_c$, contrariamente a quanto si potrebbe pensare, due soluzioni (e non una sola) che, come è facile calcolare, sono le seguenti:

$$\omega' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - k_c^2}} \ ; \qquad \omega'' = \omega_0 \ .$$

Ciò vuol dire che *effettuando la regolazione mediante la* ω (pulsazione della tensione di alimentazione) *anche per* $k = k_c$ *si hanno due massimi* per quanto generalmente assai poco lontani e poco pronunciati.

La condizione per la quale, regolando la ω (invece di X_1 e X_2) si ha un solo massimo è quella per cui si ha:

$$k = k_c \sqrt{1 - \frac{k_c^2}{4}}, \qquad [22]$$

come è facile ricavare uguagliando a zero il discriminante della [20].

Infine nell'ipotesi $k >> k_c$ per cui nella [20] si possa trascurare k_c, si ottiene:

$$\omega' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - k}}; \qquad \omega'' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + k}}.$$

le quali coincidono con le [4] di paragrafo 119. Ciò significa che, *per $k >> k_c$, le due pulsazioni di risonanza che si manifestano in un sistema di due circuiti oscillatori accoppiati in regime di oscillazioni forzate coincidono con le pulsazioni delle due componenti della oscillazione che si stabilisce nello stesso sistema (in cui siano supposte trascurabili le resistenze dissipative) in regime di oscillazioni libere.* Ciò analogamente a quanto succede anche nei circuiti oscillatori semplici.

132. - Valori caratteristici della corrente primaria e secondaria. Potenza trasferita. Rendimento.

Dalle espressioni [11] e [11'] si possono facilmente calcolare i valori massimi della corrente primaria e secondaria e il valore minimo, compreso fra essi, che si ha allorchè $k > k_c$. Per i punti di massimo, introducendo le [13] nelle [11] e [11'] si ha:

$$I_1 = \frac{V_1}{2R_1}; \qquad I_2 = \frac{V_1}{2nR_1}. \qquad [22]$$

Invece per il punto intermedio, per il quale $X_1 = X_2 = 0$, si ha:

$$I_1 = \frac{V_1}{R_1 + R_2/n^2}; \qquad I_2 = \frac{V_1}{nR_1 + R_2/n};$$

ma poichè $X_2 = 0$ si ha $n = R_2/\omega_0 M$ quindi:

$$I_1 = \frac{R_2 V_1}{R_1 R_2 + \omega_0^2 M^2}; \qquad I_2 = \frac{\omega M V_1}{R_1 R_2 + \omega_0^2 M^2}. \qquad [23]$$

Torniamo perciò a constatare che possono presentarsi tre casi:

1) $\omega_0^2 M^2 > R_1 R_2$ ossia $k > k_c$: le [23] forniscono valori minori di quelli dati rispettivamente dalle [22] cioè esiste un minimo compreso fra i due massimi;

2) $\omega_0^2 M^2 = R_1 R_2$ ossia $k = k_c$: le [23] si identificano con le [22] cioè esiste un solo massimo;

3) $\omega_0^2 M^2 < R_1 R_2$ ossia $k < k_c$: in tal caso, come s'è visto, resta verificata la seconda delle [13] ma non la prima. Perciò le [22] non sono valide e sono invece verificate le [23] che forniscono, non già come prima il valore del minimo compreso fra i due massimi, bensì il valore dell'unico massimo esistente in questo caso. Esso però è minore del massimo assoluto che si ottiene nel secondo caso (per un solo valore di ω_0) o nel primo caso (per due diversi valori di ω_0).

Pertanto passando dalla seconda condizione alla terza, e diminuendo l'accoppiamento al di sotto del valore critico, *il valor massimo della corrente primaria aumenta e tende al doppio del valore corrispondente all'accoppiamento critico, mentre il valor massimo della corrente secondaria diminuisce e tende a zero.*

Le espressioni della potenza assorbita dal primario e nel secondario sono ovviamente (v. anche fig. 159):

$$P_1 = (R_1 + R_2/n^2)\, I_1^2 \; ; \qquad P_2 = R_2 I_2^2 \; .$$

Il valore massimo di tali potenze è:

1) per $k \gg k_c$ (i valori massimi delle correnti sono dati dalle [22]):

$$P_1 = \frac{V_1^2}{2R_1} \; ; \qquad P_2 = \frac{V_1^2}{4R_1} \; ;$$

2) per $k < k_c$ (i valori massimi delle correnti sono dati dalle [23]):

$$P_1 = \frac{R_2 V_1^2}{R_1 R_2 + \omega_0^2 M^2} \; ; \qquad P_2 = \frac{R_2 \omega_0^2 M^2 \, V_1^2}{(R_1 R_2 + \omega_0^2 M^2)^2} \; . \qquad [25]$$

Di conseguenza il *rendimento del trasferimento di energia* η in condizioni di massimo risulta:

$$\text{per } k \gg k_c \qquad \eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{2} \; ; \qquad [26]$$

$$\text{per } k < k_c \qquad \eta = \frac{\omega_0^2 M^2}{R_1 R_2 + \omega_0^2 M^2} = \frac{k^2}{k^2 + k_c^2} < \frac{1}{2} \; (13) \; ; \qquad [27]$$

cioè esso non supera il 50 % (14).

133. - Curve di risonanza e superfici caratteristiche.

Consideriamo il caso particolare definito dalla [14''] in cui cioè sia $X_1 = X_2 = X$ (variabile), $R_1 = R_2 = R$, e venga mantenuta fissa la pulsazione ω_0 della tensione V_1 applicata al primario. L'andamento della corrente secondaria in funzione della reattanza X (che può essere variata ad esempio regolando contemporaneamente C_1 e C_2 in modo che risulti sempre soddisfatta la $X = X_1 = X_2$) costituisce, come s'è detto, una *curva di risonanza per il secondario*. L'andamento di tale curva è altresì funzione del coefficiente di accoppiamento k.

La figura 161 illustra l'andamento di tali curve per vari valori dell'accoppiamento. Allo scopo di renderle più generali, cioè applicabili per qualsiasi valore di X ed R, si sono scelti i seguenti parametri senza dimensioni: *ordinate* $\frac{R_2 I_2}{V_1} = \frac{R I_2}{V_1}$; *ascisse* $\frac{X}{R} = \frac{X_1}{R_1} = \frac{X_2}{R_2}$; parametro costante per ciascuna curva k/k_c. Si sono tracciate in totale sei curve per i seguenti valori di k/k_c : 0,6, 1, 1,5, 2, 3, 4 e per ciascuno si è supposto di ritagliare una sagoma che nella figura è immaginata disposta lungo l'asse delle k/k_c diretto verso l'osservatore.

Tali curve individuano una *superficie caratteristica* che rappresenta in maniera più completa il comportamento del sistema nel caso particolare considerato.

---

(13) La seconda espressione di η si ottiene dalla prima dividendo numeratore e denominatore per $\omega_0^2 M^2$ e ricordando che si ha:

$$\frac{R_1 R_2}{\omega_0^2 M^2} = \frac{k_c^2}{k^2} \; .$$

(14) In un trasformatore normale il rendimento è molto più elevato perchè, in luogo delle [13], si ha invece:

$$\frac{R_2}{n^2} >> R_1 \text{ (v. fig. 159).}$$

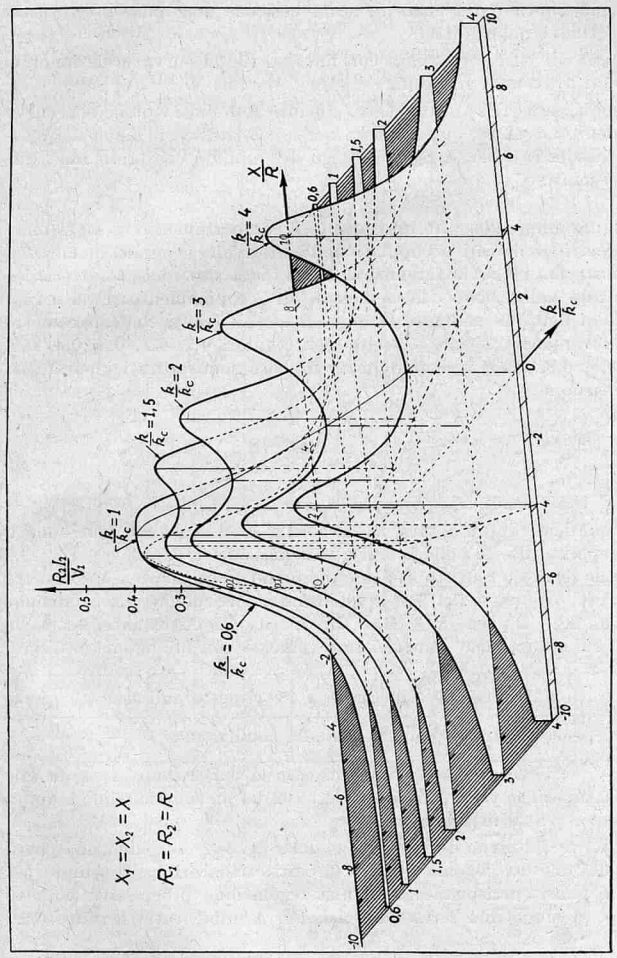


FIG. 161.

Sagome relative alle curve di risonanza di un sistema di due circuiti oscillatori accoppiati corrispondenti a diversi valori del rapporto k/k_c. Esse sono rappresentate prospetticamente nello spazio nel quale individuano una superficie caratteristica che rappresenta in maniera completa il comportamento del sistema nel caso particolare nel quale $X_1 = X_2 = X$ ed $R_1 = R_2 = R$.

Ciascuna curva è tracciata in scala cosicchè essa può essere usata anche per rilievi quantitativi.

Sul piano di base è tracciata con linea sottile la curva proiezione del luogo ove si trovano i massimi.

Lungo la superficie è tracciata, ancora con linea sottile, la curva corrispondente ad $X/R = 0$ che per $k < k_c$ costituisce il luogo dei massimi (non assoluti) e per $k > k_c$ il luogo del minimo compreso fra i due massimi assoluti.

Vogliamo infine illustrare brevemente il comportamento di un sistema di due circuiti oscillatori accoppiati nell'ipotesi più generale in cui non siano imposte le [14']. Ciò faremo ricorrendo alla superficie caratteristica relativa ad un valore fisso del coefficiente di accoppiamento. Essa è rappresentata in fig. 162 mediante le linee di livello aventi come parametro costante il rapporto $I_2/I_{2\,max}$ scelto per i valori 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9, 0,95, 0,98. Sul piano di base sono portati i parametri senza dimensione:

$$\text{ascisse:} \quad x = \frac{X_1}{R_1} \; ; \qquad \text{ordinate:} \quad y = \frac{X_2}{R_2} \; ;$$

La fig. 162 è stata tracciata per $k/k_c = 2$.

La superficie rappresentata ha la forma di due colline con cime a quota 1, separate da un colle la cui quota massima è 0,8.

Il piano verticale rispetto al piano del foglio ed inclinato a 45° rispetto agli assi x, y, che passa nel 1° e 3° quadrante, corrisponde alla condizione [14''] ossia $X_1 = X_2$ ed $R_1 = R_2$. In tal caso la curva intersecata da tale piano sulla superficie caratteristica coincide con la sagoma tracciata per $k/k_c = 2$ in fig. 161.

Invece il piano verticale e inclinato a 45° rispetto agli assi x, y, che passa nel 2° e 4° quadrante corrisponde alla condizione: $-\frac{X_2}{X_1} = \frac{R_2}{R_1} = 1$ ossia $X_1 = -X_2$ ed $R_1 = R_2$. In tal caso la curva intersecata da tale piano sulla superficie caratteristica di fig. 162 ha un solo massimo a quota 0,8 rispetto al valor massimo assoluto.

Ogni punto del piano di base (x, y) della fig. 162 individua una particolare regolazione del sistema dei due circuiti oscillatori (però sempre per $k/k_c = 2$). I punti corrispondenti ad una regolazione progressiva possono essere disposti lungo una retta qualsiasi. Per esempio tutte le rette oriz-

zontali in cui cioè y è costante e varia solo x, corrispondono a mantenere costante X_2 e variare solo X_1; viceversa tutte le rette verticali corrispondono a mantenere X_1 costante e variare solo X_2. Come risulta ovviamente dalla fig. 162 in ambedue tali casi si ha un solo massimo che coincide con il massimo assoluto solo se, nel primo caso, il valore costante

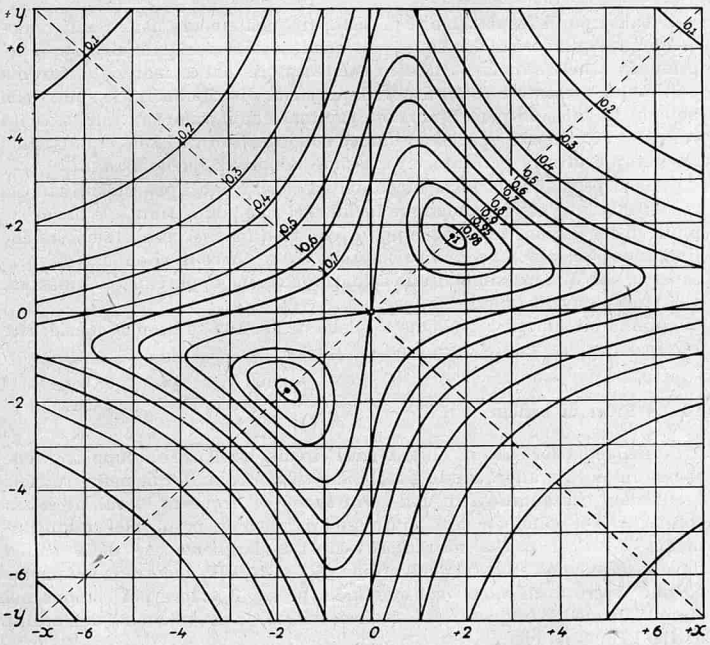


FIG. 162.

Superficie caratteristica, rappresentata con linee di livello la cui quota (espressa dal rapporto I/I_{max}) è segnata sulle linee stesse. Tale superficie si riferisce al caso particolare per cui: $k/k_c = 2$. Sul piano di base sono portati i parametri senza dimensione:

$$\text{ascisse:}\quad x = \frac{X_1}{R_1}\,; \quad \text{ordinate:}\quad y = \frac{X_2}{R_2}\,.$$

assegnato ad X_2 è proprio quello dato dalla [16] e, nel secondo caso, il valore restante di X_1 è proprio quello che si ricava dalle [13] e [16], cioè:

$$X_1 = \pm \sqrt{\frac{R_1}{R_2} (\omega_0^2 M^2 - R_1 R_2)} .$$

Tale tipo di regolazione si presenta frequentemente nei circuiti radiotecnici nei quali esiste spesso un solo condensatore variabile disposto o nel primario o nel secondario. L'altro condensatore manca materialmente ma è in realtà presente e costituito dalla capacità distribuita fra le spire della bobina. In tal caso però raramente capiterà che il valore di tale capacità consenta di ottenere, regolando l'unico condensatore variabile, un massimo assoluto; si otterrà pertanto un massimo minore di quello assoluto.

Se si pensa che la retta luogo dei successivi punti che individuano la regolazione può essere comunque inclinata e che addirittura tale luogo dei punti di regolazione può anche non essere rettilineo, si constata che, anche limitandosi ai soli casi pratici, si possono avere curve di risonanza di vario aspetto, con due massimi od uno solo, simmetriche oppure no, con massimi alla stessa altezza oppure no, ecc.

Infine di superfici analoghe a quelle di fig. 162 se ne può considerare una per ciascun valore del rapporto k/k_c.

134. - Filtri di banda.

Il sistema formato da due (o più) circuiti oscillatori accoppiati viene spesso impiegato allorquando si debbano trasferire uniformemente tutte le oscillazioni contenute entro una certa *banda di frequenza* la cui larghezza totale Δf è comunemente piuttosto ristretta rispetto alla frequenza media f_0. Così, p. es., nei radioricevitori la larghezza Δf della banda deve essere (come si vedrà) dell'ordine di $7 \div 15$ kHz mentre la frequenza f_0 può essere assai varia; considerando, p. es., il valore più comune nei circuiti di media frequenza dei radioricevitori (v. 2° vol.) ch'è dell'ordine di 450 kHz si ha che:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 1{,}5 \div 3{,}3 \ \% .$$

Nei casi sopra accennati la curva di risonanza ideale è quella rettangolare rappresentata in fig. 163 in cui cioè l'ampiezza della corrente

secondaria è costante in tutto l'intervallo utile Δf intorno alla frequenza f_0 mentre è nulla per tutte le altre frequenze. Naturalmente tale curva di risonanza ideale non può essere praticamente ottenuta; tuttavia a tale forma ci si può avvicinare usando un sistema di due circuiti oscillatori accoppiati in misura poco superiore a quella critica, in modo cioè che si manifestino i due massimi ma in maniera poco pronunciata.

Ammesso che l'andamento della curva entro la banda da trasmettere non debba scendere sotto il valore 0,707 del valor massimo, il coefficiente di accoppiamento k dovrà essere compreso fra $(1{,}3 \div 2{,}4)\, k_c$ [15].

Verificata questa condizione si ottiene una curva di risonanza di forma soddisfacente. Non è però ancora stabilito che la larghezza della curva, ossia della banda passante, sia quella desiderata. *Tale larghezza, in valore percentuale, dipende sopratutto dal valore assoluto dell'accoppiamento effettivo.*

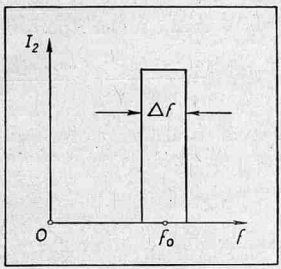


FIG. 163.
Curva di risonanza ideale per un filtro di banda.

Per stabilire una relazione approssimativa fra larghezza della banda passante ed accoppiamento, cominciamo col fissare la distanza percentuale fra i due massimi della curva di risonanza. Dalle [20] che riportiamo per esteso:

$$\omega'^2 = \omega_0^2 \frac{2 - k_c^2 + \sqrt{k_c^4 + 4\,(k^2 - k_c^2)}}{2\,(1 - k^2)}\,,$$

$$\omega''^2 = \omega_0^2 \frac{2 - k_c^2 - \sqrt{k_c^4 + 4\,(k^2 - k_c^2)}}{2\,(1 - k^2)}\,,$$

si ha:

$$\frac{\omega'^2 - \omega''^2}{\omega_0^2} = \frac{\sqrt{k_c^4 + 4(k^2 - k_c^2)}}{1 - k^2}\,.$$

---

[15] Si può facilmente calcolare che, affinchè il valore minimo compreso fra i due massimi (dato dalla [23]) sia pari a 0,707 del valor massimo (dato dalla [22]) occorre che sia:

$$k = \left(\sqrt{2} \pm 1\right) k_c\,.$$

Il valore che c'interessa è $k = 2{,}41\, k_c$ (l'altro $k = 0{,}41\, k_c$ corrisponde ad un valore massimo giacchè l'accoppiamento è minore di quello critico).

Supposto $k > k_c$ si può generalmente trascurare k_c^4 di fronte a $4(k^2 - k_c^2)$ ed anche k^2 rispetto ad 1. Perciò:

$$\frac{\omega'^2 - \omega''^2}{\omega_0^2} \simeq 2\sqrt{k^2 - k_c^2} = 2k_c\sqrt{\frac{k^2}{k_c^2} - 1} .$$

Indicando con $\Delta\omega_0$ la differenza fra le pulsazioni in corrispondenza dei due massimi si ha approssimativamente:

$$\frac{\omega'^2 - \omega''^2}{\omega_0^2} = \frac{(\omega' - \omega'') \cdot (\omega' + \omega'')}{\omega_0^2} \cong \frac{\Delta\omega_0 \, 2\omega_0}{\omega_0^2} = 2\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} .$$

Perciò in definitiva risulta:

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = k_c\sqrt{\frac{k^2}{k_c^2} - 1} . \qquad [28]$$

Applicando tale formula:

per: $\left(\frac{k}{k_c}\right)^2 =$	2	4	9	16
ossia: $k =$	$1{,}41\ k_c$	$2\ k_c$	$3\ k_c$	$4\ k_c$
risulta: $\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} =$	$k_c = 0{,}707\ k$	$1{,}73\ k_c = 0{,}867\ k$	$2{,}825\ k_c = 0{,}942\ k$	$3{,}87\ k_c = 0{,}97\ k$

La larghezza percentuale della banda di frequenza passante $\Delta f / f_0$ è maggiore della distanza percentuale fra i massimi $\frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}$ sopra calcolata perchè è accettabile che, entro la banda utile, la corrente secondaria scenda in una certa misura al di sotto del valor massimo (p. es. fino a 0,707 del valor massimo). Si può approssimativamente ammettere allora, in base agli esempi sopra calcolati, che, entro l'intervallo in cui $k = (1{,}3 \div 2{,}4)\ k_c$, risulti semplicemente:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \simeq k \cong (1{,}3 \div 2{,}4)\ k_c . \qquad [29]$$

Supponendo allora $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon = \frac{1}{k_c}$ dalla [29] si ha:

$$\varepsilon = (1{,}3 \div 2{,}4)\frac{f_0}{\Delta f} . \qquad [30]$$

Dalle relazioni sopra scritte risulta quindi che, *per ottenere una conveniente curva di risonanza, con la sommità sufficientemente piatta e con larghezza della banda passante Δf prefissata, occorre usare circuiti oscillatori accoppiati in cui il coefficiente di risonanza di ciascuno di essi preso isolatamente deve essere tanto più grande quanto maggiore è la frequenza di accordo f_0 e quanto più piccola la larghezza della banda passante Δf*. Per esempio posto $k = 2k_c$, $f_0 = 450$ kHz, $\Delta f = 9$ kHz si dovrà avere:

$$\varepsilon = 2\,\frac{f_0}{\Delta f} = 2 \cdot \frac{450}{9} = 100\,.$$

Tale coefficiente di risonanza è nei limiti delle normali possibilità pratiche. Se però esso non si potesse raggiungere e si avesse p. es. $\varepsilon = 50$ allora k_c (che prima era $\frac{1}{100} = 0{,}01$) diventa più grande e cioè 0,02; perciò se si vuole che sia ancora verificata la $k = 2\,k_c$ bisogna raddoppiare anche k. In tal modo l'andamento della curva rimane inalterato, cioè essa presenta ancora due massimi intervallati da un minimo che ha la stessa profondità, ma la sua larghezza utile è pure raddoppiata. Infatti tale larghezza diventa:

$$\Delta f = \frac{2\,f_0}{\varepsilon} = \frac{2 \cdot 450}{50} = 18 \text{ kHz}\,.$$

Se al contrario rimanendo $\varepsilon = 50$ non vogliamo che la larghezza della banda oltrepassi i 9 kHz prefissati (è questo il caso più comune) allora ci si deve accontentare di un coefficiente di accoppiamento meno prevalente rispetto a quello critico o addirittura minore di esso. Allora la curva di risonanza presenta la larghezza utile voluta ma non una forma abbastanza appiattita. Se $k < k_c$ si ha addirittura un solo massimo e l'andamento della curva tende a somigliare a quella di un circuito oscillatorio semplice. Così nell'esempio sopra riportato, dalla [29] si ha:

$$k = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{9}{450} = 0{,}02\ ;$$

ma per $\varepsilon = 50$ si ha anche $k_c = 0{,}02$ ossia $k = k_c$.

Riassumendo: per ottenere un circuito a filtro di banda con una ristretta banda di passaggio occorre usare circuiti con elevato coefficiente di risonanza accoppiati fra loro con un coefficiente di accoppiamento prossimo e possi-

bilmente un po' maggiore al valore critico. La costruzione corrente dei circuiti oscillatori non permette però di ottenere coefficienti di risonanza così elevati da ridurre, ottemperando alle condizioni sopradette, la banda di passaggio a valori sufficientemente ristretti come quelli che talora si richiedono in radiotecnica, specialmente allorquando la frequenza fondamentale sia piuttosto elevata. Si è perciò spesso costretti ad assegnare al coefficiente di accoppiamento valori minori di quello critico e perciò la curva di risonanza tende a diventare simile a quella di un circuito oscillatorio semplice.

Nei radioricevitori, per le ragioni che sono illustrate nel 2° vol., la larghezza desiderata può variare fra circa 7 e 15 kHz. Con tale larghezza e con coefficienti di risonanza normali si riesce a rendere soddisfatta la [29] solo per frequenze non superiori a circa 500 kHz. Per frequenze più elevate occorre limitare l'accoppiamento ($k < k_c$). Per frequenze più basse occorre invece talora limitare il valore di ε (ciò che si può sempre fare agevolmente) altrimenti se $k = (1 \div 2{,}4)\, k_c$ può risultare Δf troppo piccolo; se invece $k > 2{,}4\, k_c$ nella curva di risonanza si ha un minimo, fra i due massimi (cioè entro la banda utilizzata) troppo pronunciato.

D) Vari sistemi di accoppiamento fra due circuiti oscillatori.

135. - Due circuiti oscillatori possono essere fra loro accoppiati in vario modo.

La fig. 164 mostra, oltre al tipo già studiato *a*), altri tre tipi principali di accoppiamento. In *b*) si ha l'accoppiamento per autoinduzione; in *c*) e *d*) si hanno due sistemi di accoppiamento per capacità.

Affinchè l'accoppiamento sia puramente per mutua induzione, per autoinduzione o per capacità, occorre, nei due primi casi, che sia nulla la capacità fra i singoli componenti dei due circuiti, quindi nulle devono essere anche le capacità fra L_1 e L_2 e la capacità ripartita fra le spire della bobina L. Nel terzo caso deve essere nullo il coefficiente di mutua induzione fra i due circuiti. Queste condizioni in pratica sono attuate solo con approssimazione. L'approssimazione raggiunta è comunemente più elevata nel terzo caso e ciò si ottiene schermando fra loro i componenti dei due circuiti. Noi supporremo che tali condizioni siano verificate.

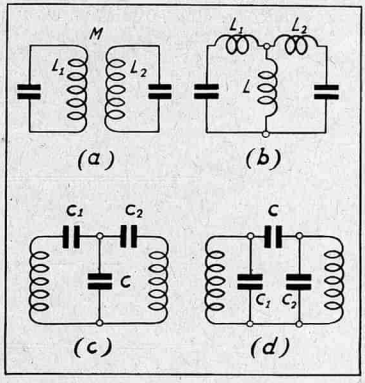


FIG. 164.
Vari modi di accoppiare due circuiti oscillatori; *a*) per mutua induzione; *b*) per autoinduzione; *c*) con capacità in serie; *d*) con capacità in parallelo.

In *b*) l'induttanza complessiva del primo circuito è $L_1' = L + L_1$; quella del secondo è $L_2' = L + L_2$.

In *c*) le capacità complessive dei due circuiti sono:

$$C_1' = \frac{C \cdot C_1}{C + C_1} ; \qquad C_2' = \frac{C \cdot C_2}{C + C_2} .$$

In *d*):

$$C_1' = C_1 + \frac{CC_2}{C + C_2} ; \qquad C_2' = C_2 + \frac{CC_1}{C + C_1} .$$

Se, come avviene in generale, C è piccolo rispetto a C_1 e C_2 si può ritenere, in quest'ultimo caso:

$$C_1' = C_1 + C ; \qquad C_2' = C_2 + C .$$

Al coefficiente di accoppiamento si può dare il significato di rapporto fra la f. e. m. comune nei due circuiti e la media geometrica delle f. e. m. totali agenti nei due circuiti.

Nei quattro casi di fig. 164 si ha:

a) $$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} ;$$

b) $$k = \frac{L}{\sqrt{(L_1 + L) \cdot (L_2 + L)}} = \frac{L}{\sqrt{L_1' L_2'}} ; \qquad [31]$$

c) $$k = \frac{1}{C} \Big/ \sqrt{\frac{1}{C_1'} \cdot \frac{1}{C_2'}} = \frac{\sqrt{C_1 C_2}}{\sqrt{(C_1 + C) \cdot (C_2 + C)}} ; \qquad [32]$$

d) $$k = \frac{C}{\sqrt{C_1' \cdot C_2'}} = \frac{C}{\sqrt{(C_1 + C) \cdot (C_2 + C)}} ; \qquad [33]$$

Si osservi che i casi *c*) e *d*) sono duali.

Nelle espressioni sopra scritte i valori L_1', L_2', C_1', C_2', sono quelli sopra definiti.

Nel caso *c*) k è piccolo allorquando C è grande e viceversa. Nei due casi limiti $C = 0$, $C = \infty$ lo schema di fig. 164 *c*) assume gli aspetti

indicati in fig. 165 e, come risulta pure dalla [32], si ha rispettivamente $k = 1$ (i due circuiti si riducono ad uno solo) e $k = 0$ (i due circuiti sono completamente indipendenti). Dualmente, nel caso *d*), k è piccolo allor-

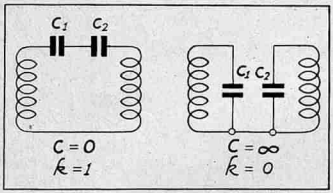


FIG. 165.
Circuiti derivati dal tipo *c*) di fig. 164 in cui l'accoppiamento è massimo ($k = 1$) o nullo ($k = 0$).

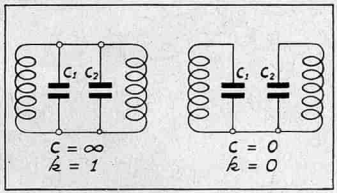


FIG. 166.
Circuiti derivati dal tipo *d*) di fig. 164 in cui l'accoppiamento è massimo ($k = 1$) o nullo ($k = 0$).

quando C è piccola e viceversa. Nei due casi limiti $C = \infty$ $C = 0$ lo schema di fig. 164 *d*) assume gli aspetti indicati in fig. 166 e, come risulta pure dalla [33], si ha rispettivamente $k = 1$ (i due circuiti si riducono ad uno solo) e $k = 0$ (i due circuiti sono completamente indipendenti).

CAPITOLO VIII

CIRCUITI A COSTANTI DISTRIBUITE

136. - Parametri di una linea elettrica.

Generalmente, nelle normali applicazioni della corrente alternata a frequenza industriale, di una linea elettrica, composta di due fili paralleli, si considera unicamente la sua resistenza. Se però la linea è molto lunga o la frequenza della corrente in essa convogliata è molto elevata occorre prendere in considerazione anche l'autoinduzione, la capacità e la conduttanza della linea. Quest'ultima grandezza è il reciproco della resistenza di isolamento fra i due fili della linea, resistenza che, specialmente allorquando la linea sia lunga, non può essere ritenuta infinita giacchè i sostegni e gli isolatori non possono essere considerati perfetti.

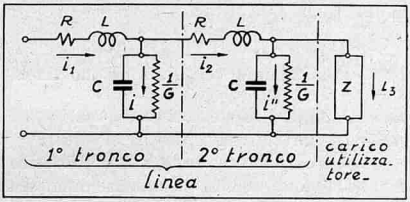


FIG. 167.
Costanti di una linea supposte concentrate all'estremità dei due tronchi nei quali la linea è stata idealmente suddivisa per effettuare lo studio semplificato.

Tali parametri non possono essere considerati globalmente per tutta la linea e, p. es., convenientemente aggiunti al carico terminale. Infatti supponiamo di dividere la linea in due soli tronchi uguali, ciascuno dei quali abbia la resistenza complessiva R (resistenza di tutti e due i fili del tronco di linea), la induttanza L, la capacità C e la conduttanza G. Supponiamo inoltre di inserire gli elementi in derivazione (C, G) all'estremità del rispettivo tronco, cioè dopo gli elementi in serie (R, L). In tal caso la linea può

essere schematizzata come in fig. 167 ove si è indicato con Z il circuito di utilizzazione inserito all'estremità della linea. È manifesto che la corrente nei due tratti del tronco della linea e nel carico ha valori diversi, ciò che non si verifica allorquando si trascurino C e G. Lungo una linea si ha quindi, oltre che una caduta di tensione, una « *caduta di corrente* ». E poichè ciascuna caduta di tensione in ogni tronco dipende dalla corrente che circola in quel tronco come pure ciascuna caduta o « *fuga* » di corrente (come, p. es., le i', i'' di fig. 167) dipende dalla tensione che vi è all'estremità del tronco, così il risultato ottenuto suddividendo la linea in due soli tronchi non è che approssimativo. Infatti le cadute di tensione e le « fughe » di corrente non sono localizzate, bensì distribuite lungo tutta la linea.

Indicando allora con r, l, c, g le costanti unitarie ossia riferite all'unità di lunghezza [1] della linea, lo studio rigoroso dovrà condursi considerando un tratto di linea di lunghezza infinitesima dx e le costanti relative $r\,dx$, $l\,dx$, $c\,dx$, $g\,dx$. Noi invece supporremo semplicemente di suddividere la linea, anzichè in tratti infinitesimi, in tratti sufficientemente piccoli, in ciascuno dei quali le cadute di tensione e di corrente siano molto piccole; supponiamo, per esempio, che un tratto di lunghezza unitaria soddisfi a questa condizione. Allora lo schema della linea diventa una successione di celle, simili a quelle di fig. 167, ove però le costanti di ciascuna di esse sono r, l, c, g.

137. - Diagramma vettoriale di una linea.

Il diagramma vettoriale di una linea è rappresentato in fig. 168 ed è ottenuto partendo dai vettori V ed I che rappresentano la tensione e la corrente richieste dal circuito di utilizzazione Z. Essi sono sfasati di un angolo φ che naturalmente dipende anche lui solo dal carico inserito all'estremità della linea.

Per ottenere la corrente che circola nel tratto 3-1 della linea (vedi schema di fig. 168) si è aggiunta alla I la corrente che circola nel gruppo in derivazione (c, g) cioè una componente pari a $\omega c V$, in anticipo di 90° su V e una componente gV in fase con V; per ottenere poi la tensione (0'-3') fra i punti 0 e 3 occorre sommare a V la caduta in l ed r, cioè ωl (0-3), in anticipo di 90° sulla corrente (0-3) ed r (0-3) in fase con (0-3). Per ottenere la corrente nel tratto del circuito 5-3 occorre sommare a (0-3) ωc (0'-3') in anticipo di 90° sulla tensione (0'-3') e g (0'-3')

[1] Comunemente il km per frequenze industriali od acustiche, il m o addirittura il cm per frequenze radiotelegrafiche.

in fase con (0′-3′) ; e così di seguito. I triangoli rettangoli delle impedenze 1′ 2′ 3′, 3′ 4′ 5′, ecc. sono tutti simili fra loro e la loro forma dipende dai valori di ωl ed r ; essi hanno grandezza e orientamento in proporzione rispettivamente delle correnti (0-3), (0-5), ecc. Analogamente i triangoli rettangoli dei reciproci delle impedenze (*ammettenze*) 1 2 3, 3 4 5, ecc. sono tutti simili fra loro e la loro forma dipende dai valori ωc e g ; essi hanno grandezza e orientamento in relazione rispettivamente delle tensioni V (0′-3′), ecc. [2].

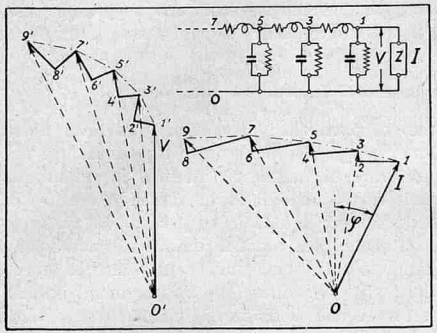


FIG. 168.
Diagramma vettoriale di una linea divisa in parecchi tronchi per ciascuno dei quali le costanti sono supposte concentrate.

Il lettore avrà anche notato che i due diagrammi e i due gruppi, di costanti, quello in serie (l, r) e quello in derivazione (c, g) soddisfano al principio di dualità.

Nei punti della linea 01, 03, 05, ecc. (v. schema nella fig. 168) i vettori che rappresentano la tensione e la corrente sono rispettivamente V ed I, (0′-3′) e (0-3), (0′-5′) e (0-5), ecc. Essi hanno la loro estremità sulla spezzata segnata a punto e tratto nel diagramma di fig. 168, spezzata che tende a diventare una curva continua con andamento a spirale se si considera la linea suddivisa in tratti elementari molto piccoli.

Le impedenze della linea, con il carico Z inserito all'estremità, nei punti 01, 03, 05, ecc. sono rispettivamente:

$$Z = \frac{V}{I}, \qquad Z_3 = \frac{(0'\text{-}3')}{(0\text{-}3)}, \qquad Z_5 = \frac{(0'\text{-}5')}{(0\text{-}5)}; \qquad [1]$$

e, come ben si vede dal grafico di fig. 168, nel caso di una linea qualsiasi, in cui cioè Z, r, l, c, g non soddisfano a particolari condizioni, tale

[2] La fig. 168 si riferisce ad un caso in cui hanno effetto preponderante c ed r come avviene per es. nei cavi.

impedenza cambia da punto a punto, non solo in modulo ma anche in argomento [3].

Il metodo ora indicato permette allora di risalire dalla impedenza terminale Z a quella presentata dal complesso della linea chiusa sulla Z. Molto spesso però i triangoli delle impedenze e delle ammettenze risultano troppo piccoli rispetto a V ed I per cui il metodo riesce di scarsa precisione; esso però, tradotto analiticamente, conduce a formule, che qui non riportiamo, le quali si possono applicare in ogni caso.

138. - Linea ad impedenza costante. Impedenza caratteristica.

Si comprende bene come, in particolari condizioni, una linea possa presentare in ogni sua sezione, sempre la medesima impedenza; p. es., se si considera una linea uniforme di lunghezza infinita, in qualunque punto essa venga sezionata, il tratto oltre il taglio (essendo sempre di lunghezza infinita, cioè essendo sempre uguale in ogni caso) dovrà avere sempre la medesima impedenza. Tale linea soddisfa quindi alla condizione sopra detta. Non solo: se tagliamo la linea in un punto e quivi inseriamo una impedenza uguale a quella del resto della linea (che ha lunghezza infinita ed ha quindi sempre la stessa impedenza) il tratto di linea rimasto si comporterà come prima. Esso avrà cioè ancora in qualunque punto sempre la stessa impedenza; così avremo una linea di lunghezza finita e di impedenza costante.

Questo particolare valore della impedenza chiamasi *impedenza caratteristica* o *iterativa* della linea e dipende dalle sue costanti. Perciò qualsiasi linea chiusa sulla sua impedenza caratteristica ha in ogni punto impedenza costante e si comporta come una linea che continui indefinitamente.

139. - Condizione di Heaviside. Valore della impedenza caratteristica.

Il metodo grafico sopra esposto permette di ottenere, in maniera davvero molto semplice, molti importanti risultati.

Se la impedenza in ogni punto della linea è sempre la stessa, i rapporti dati dalle [1] dovranno essere tutti uguali, cioè i triangoli 0 1 3, 0 3 5, ecc. e i triangoli 0′ 1′ 3′, 0′ 3′ 5′ ecc. dovranno essere simili. Supponiamo

---

[3] Alla impedenza si dà qui il significato di *operatore vettoriale* in quanto moltiplicando per Z il vettore I si ottiene il vettore V con modulo ed argomento diversi. Il fattore Z compie quindi, su I, due operazioni e perciò ad esso può essere assegnato significato vettoriale.

anche che l'impedenza Z abbia carattere ohmico. Tale supposizione, ricordiamolo, non è indispensabile per ottenere una linea ad impedenza costante; però, se essa è soddisfatta, i due diagrammi vettoriali oltre che simili sono anche ugualmente orientati perchè V ed I sono in fase (se si scelgono convenienti scale si possono disegnare addirittura identici come in fig. 169). Perciò risulteranno simili fra loro anche i triangoli delle impedenze e delle ammettenze (si ricordi che si suppone la linea suddivisa in tratti così brevi che tali triangoli risultano piccolissimi). Scrivendo tale similitudine si ha:

$$\frac{r}{g} = \frac{l}{c}\ ; \qquad rc = gl\ ; \qquad [2]$$

$$\frac{\omega l I}{V} = \frac{\omega c V}{I}\ , \qquad \frac{V^2}{I^2} = \frac{l}{c}\ ;$$

$$Z_c = \frac{V}{I} = \sqrt{\frac{l}{c}} = \sqrt{\frac{r}{g}}\ . \qquad [3]$$

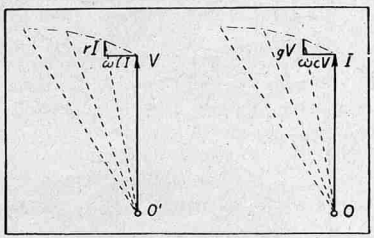


FIG. 169.
Diagrammi vettoriali di una linea nel caso in cui essa sia chiusa sulla sua impedenza caratteristica, supposta ohmica.

La [2] si chiama *condizione di Heaviside o condizione di non distorsione* per la ragione che verrà detta fra poco; la [3] fornisce il valore dell'impedenza caratteristica in questo caso (4).

(4) Nel caso generale I e V sono sfasati fra loro di un angolo φ, perciò il diagramma diventa quello di fig. 170 e l'impendenza caratteristica, usando in via eccezio-

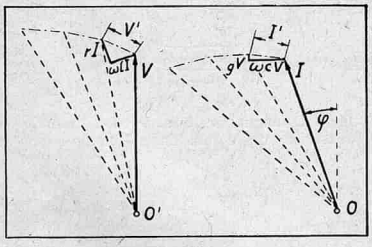


FIG. 170.
Diagrammi vettoriali di una linea nel caso in cui essa sia chiusa sulla sua impedenza caratteristica, non ohmica.

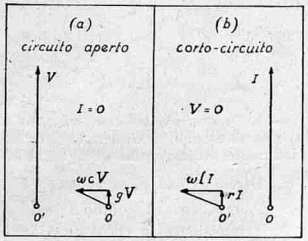


FIG. 171.
Diagrammi vettoriali di una linea: *a*) circuito aperto; *b*) corto circuito.

Tale impedenza è stata contraddistinta con il simbolo Z_c.

In questo caso i vettori V_x ed I_x, corrispondenti ad un punto x qualsiasi della linea, hanno la loro estremità su una spirale come quella indicata in fig. 172.

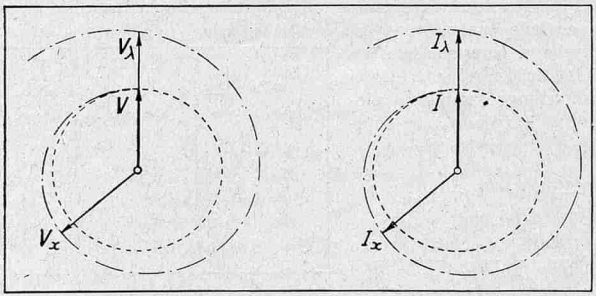


FIG. 172.

Risalendo a monte lungo la linea, i vettori I_x e V_x (relativi al punto generico X della linea) cambiano di fase rimanendo, nel caso della figura, in fase fra loro, perchè la linea è supposta chiusa sulla sua impedenza caratteristica ohmica. Contemporaneamente essi aumentano di ampiezza. Ciò vuol dire che scendendo, invece che risalendo, lungo la linea i vettori diminuiscono di ampiezza cioè il segnale subisce una attenuazione.

---

nale in questa nota il metodo simbolico, sarà della forma $a + jb$. Riferendoci sempre alla fig. 170 e tenendo conto della similitudine dei triangoli si ha:

$$Z_c = \frac{V}{I} = \frac{V'}{I'} = \frac{(r + j\omega l)\, I}{(g + j\omega c)V} = a + jb\,,$$

da cui:

$$(a + jb)\frac{V}{I} = Z_c^2 = \frac{r + j\omega l}{g + j\omega c}\,; \qquad Z_c = \sqrt{\frac{r + j\omega l}{g + j\omega c}}\,. \qquad [3']$$

Si osservi inoltre che, nel caso di una linea di lunghezza finita, *a vuoto* (circuito aperto all'estremità) e *in corto circuito*, per il tratto terminale della linea si hanno rispettivamente i diagrammi di fig. 171 *a* e *b*.

Perciò si ha:

impedenza a vuoto $Z_0 = 1 / (g + j\omega c)$;

impedenza in corto circuito $Z_{cc} = r + j\omega l$:

quindi:

$$Z_c = \sqrt{Z_0 \cdot Z_{cc}}\,. \qquad [3'']$$

Se si suppone di partire dall'origine della linea, invece che risalirla partengo dal punto di arrivo, la spirale va percorsa in senso contrario. Ciò significa che la tensione, come pure la corrente, va continuamente diminuendo, ossia subisce una *attenuazione* (5).

Ora si osservi che nel nostro caso la impedenza caratteristica, che per presupposto è ohmica, è anche indipendente dalla pulsazione ω della corrente convogliata nella linea, come risulta anche dalla [3]. Ciò significa che qualunque sia la frequenza della corrente convogliata, questa subisce sempre la stessa attenuazione.

Questa osservazione è molto importante nel caso delle linee telefoniche nelle quali la corrente è in ogni istante la somma di più componenti di frequenza diversa. Se all'estremità della linea si vuole avere una corrente, sia pure di ampiezza minore, ma tale da avere la stessa forma di quella in partenza, occorre che tutte le componenti siano ugualmente attenuate e ciò si ottiene se sono verificate le seguenti condizioni:

1° le costanti della linea soddisfano alla condizione di Heaviside;

2° la linea è chiusa all'estremità sulla sua impedenza caratteristica che, nel caso attuale in cui è verificata la condizione di Heaviside, ha carattere ohmico.

140. - Velocità di propagazione della corrente in una linea.

Si ricorda che per ottenere i valori istantanei della tensione o della corrente nel punto x della linea bisogna pensare che i corrispondenti diagrammi vettoriali ruotano con velocità angolare ω ed allora tali valori istantanei v_x ed i_x si ottengono proiettando tali vettori ruotanti, su un asse fisso, p. es., verticale. Perciò se desideriamo avere il diagramma di

(5) Tale spirale, in coordinate polari, è espressa da un'equazione del tipo:

$$V_x = V\, e^{-\beta \frac{x}{\lambda}}.$$

Partendo allora dai vettori V_0 ed I_0 che rappresentano le grandezze nel punto di origine della linea, invece che da V ed I (vettori al termine della linea), si avrà:

$$V_x = V_0\, e^{-\beta \frac{x}{\lambda}}; \qquad I_x = I_0\, e^{-\beta \frac{x}{\lambda}};$$

ove λ = lunghezza del tratto di linea nel quale ciascuno dei vettori subisce uno sfasamento di 360° (v. fig. 172);

$\beta = \lg_e \frac{V_0}{V_\lambda}$ *costante di attenuazione* (osservare l'analogia col decremento).

Tale impedenza è stata contraddistinta con il simbolo Z_c.

In questo caso i vettori V_x ed I_x, corrispondenti ad un punto x qualsiasi della linea, hanno la loro estremità su una spirale come quella indicata in fig. 172.

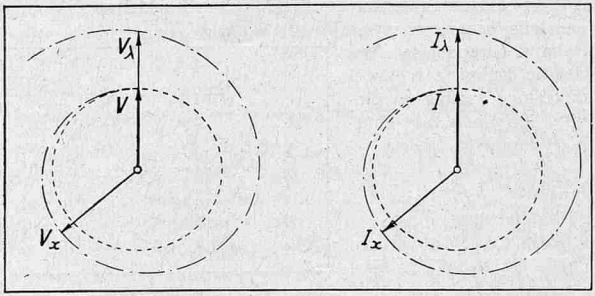


FIG. 172.

Risalendo a monte lungo la linea, i vettori I_x e V_x (relativi al punto generico X della linea) cambiano di fase rimanendo, nel caso della figura, in fase fra loro, perchè la linea è supposta chiusa sulla sua impedenza caratteristica ohmica. Contemporaneamente essi aumentano di ampiezza. Ciò vuol dire che scendendo, invece che risalendo, lungo la linea i vettori diminuiscono di ampiezza cioè il segnale subisce una attenuazione.

---

nale in questa nota il metodo simbolico, sarà della forma $a + jb$. Riferendoci sempre alla fig. 170 e tenendo conto della similitudine dei triangoli si ha:

$$Z_c = \frac{V}{I} = \frac{V'}{I'} = \frac{(r + j\omega l)\, I}{(g + j\omega c)V} = a + jb\,,$$

da cui:

$$(a + jb)\frac{V}{I} = Z_c^2 = \frac{r + j\omega l}{g + j\omega c}\,; \qquad Z_c = \sqrt{\frac{r + j\omega l}{g + j\omega c}}\,. \qquad [3']$$

Si osservi inoltre che, nel caso di una linea di lunghezza finita, *a vuoto* (circuito aperto all'estremità) e *in corto circuito*, per il tratto terminale della linea si hanno rispettivamente i diagrammi di fig. 171 *a* e *b*.

Perciò si ha:

impedenza a vuoto $Z_0 = 1 / (g + j\omega c)$;

impedenza in corto circuito $Z_{cc} = r + j\omega l$:

quindi:

$$Z_c = \sqrt{Z_0 \cdot Z_{cc}}\,. \qquad [3'']$$

Se si suppone di partire dall'origine della linea, invece che risalirla partendo dal punto di arrivo, la spirale va percorsa in senso contrario. Ciò significa che la tensione, come pure la corrente, va continuamente diminuendo, ossia subisce una *attenuazione* (5).

Ora si osservi che nel nostro caso la impedenza caratteristica, che per presupposto è ohmica, è anche indipendente dalla pulsazione ω della corrente convogliata nella linea, come risulta anche dalla [3]. Ciò significa che qualunque sia la frequenza della corrente convogliata, questa subisce sempre la stessa attenuazione.

Questa osservazione è molto importante nel caso delle linee telefoniche nelle quali la corrente è in ogni istante la somma di più componenti di frequenza diversa. Se all'estremità della linea si vuole avere una corrente, sia pure di ampiezza minore, ma tale da avere la stessa forma di quella in partenza, occorre che tutte le componenti siano ugualmente attenuate e ciò si ottiene se sono verificate le seguenti condizioni:

1° le costanti della linea soddisfano alla condizione di Heaviside;

2° la linea è chiusa all'estremità sulla sua impedenza caratteristica che, nel caso attuale in cui è verificata la condizione di Heaviside, ha carattere ohmico.

140. - Velocità di propagazione della corrente in una linea.

Si ricorda che per ottenere i valori istantanei della tensione o della corrente nel punto x della linea bisogna pensare che i corrispondenti diagrammi vettoriali ruotano con velocità angolare ω ed allora tali valori istantanei v_x ed i_x si ottengono proiettando tali vettori ruotanti, su un asse fisso, p. es., verticale. Perciò se desideriamo avere il diagramma di

---

(5) Tale spirale, in coordinate polari, è espressa da un'equazione del tipo:

$$V_x = V\, e^{-\beta \frac{x}{\lambda}}.$$

Partendo allora dai vettori V_0 ed I_0 che rappresentano le grandezze nel punto di origine della linea, invece che da V ed I (vettori al termine della linea), si avrà:

$$V_x = V_0\, e^{-\beta \frac{x}{\lambda}}; \qquad I_x = I_0\, e^{-\beta \frac{x}{\lambda}};$$

ove λ = lunghezza del tratto di linea nel quale ciascuno dei vettori subisce uno sfasamento di 360° (v. fig. 172);

$$\beta = \lg_e \frac{V_0}{V_\lambda}$$ *costante di attenuazione* (osservare l'analogia col decremento).

distribuzione di tali grandezze lungo la linea nell'istante 0 basta proiettare i vari vettori V_x, corrispondenti alle varie distanze x, su un asse verticale. Si ottiene evidentemente un diagramma come quello indicato in fig. 173 con linea continua. Indichiamo con λ la distanza che intercorre fra due punti della linea in cui la grandezza ha valori che variano in fase nel tempo (v. fig. 173), ciò corrisponde ad una intera rotazione del vettore nel diagramma di fig. 172 (v. p. es. V_λ e V). Se ora desideriamo conoscere la distribuzione della corrente nell'istante t_1 invece che nell'istante 0 basta pensare che, nel tempo t_1 tutto il diagramma vettoriale è ruotato di un angolo pari a ωt_1, perciò esso risulterà spostato di una lunghezza pari a x_1, tale che:

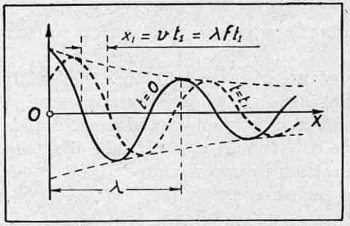


FIG. 173.
Distribuzione della corrente (o tensione) in una linea in due istanti diversi.

$$x_1 : \lambda = \omega t_1 : 2\pi \quad \text{cioè} \quad x_1 = \lambda f t_1 ;$$

cioè tutto avviene come se il diagramma si fosse spostato con la velocità:

$$v = \lambda f ; \qquad [4]$$

questa è quindi l'espressione della *velocità di propagazione della corrente* in una linea.

Quanto sopra esposto si esprime anche dicendo che nella linea si ha una *onda progressiva* di corrente o di tensione che si propaga con la velocità v.

141. - Valore della velocità di propagazione della corrente in una linea perfetta.

Sempre usando il nostro solito metodo vettoriale riesce molto semplice ricavare il valore di tale velocità nel caso di una linea perfetta e di lunghezza infinita, o, il che è lo stesso, chiusa sulla sua impedenza caratteristica, tale cioè che sia:

$$r = g = 0 ; \qquad \frac{V}{I} = \sqrt{\frac{l}{c}} .$$

In tal caso infatti le spirali di fig. 172 si riducono a cerchi come è indicato

in fig. 174. Ora riesce evidente che la lunghezza d'onda espressa in metri che, in questo caso perfetto indicheremo con λ_0, è data da:

$$\lambda_0 = \frac{c.\,d.\,t.\text{ da compiere lungo la linea per ritornare alla stessa fase}}{c.\,d.\,t.\text{ in un metro}}$$

perciò osservando la fig. 174 si ha subito:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi V}{\omega l I} = \frac{V}{I} \cdot \frac{1}{fl} = \frac{1}{f} \cdot \frac{1}{\sqrt{lc}} .$$

da cui:

$$\lambda_0 f = \frac{1}{\sqrt{lc}} = u . \qquad [5]$$

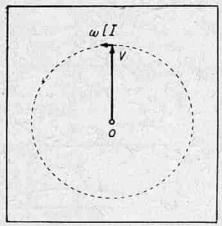


FIG. 174.
Diagramma analogo a quello di fig. 172 relativo ad una linea ideale senza attenuazione.

Abbiamo scritto u invece di v perchè, nel caso particolare della linea perfetta, sostituendo ad l ed a c i valori corrispondenti ad una qualsiasi linea uniforme, si trova sempre il *valore che avrebbe la velocità delle onde elettromagnetiche nel mezzo in cui è posta la linea*. Perciò se la linea è in aria (ovvero praticamente anche nel vuoto) tale velocità è di 300.000 km/s.

Inoltre nel caso della linea perfetta la distribuzione della corrente lungo la linea è sinusoidale e questa sinusoide si sposta lungo la linea con velocità pari alla velocità della luce. Invece *se si considera la linea reale*, avente r e g non nulli *la velocità di propagazione* v *risulta minore di* u .

142. - Linea perfetta chiusa in cortocircuito all'estremità. Onde stazionarie.

In un circuito elettrico, per quanto abbiamo detto, si può ritenere che la corrente abbia lo stesso valore in ogni punto fintantochè la lunghezza del circuito è trascurabile rispetto $\lambda = \frac{u}{f} = uT$. Ma ciò non è sempre verificato e in telefonia, in seguito alla lunghezza dei circuiti considerati, come pure in radiotecnica, in seguito alla elevatezza delle frequenze in gioco, si incontrano circuiti con lunghezze dello stesso ordine ed anche notevolmente maggiori di λ.

Consideriamo allora una linea, chiusa in corto circuito all'estremità ed alimentata in partenza con una tensione sinusoidale di frequenza tale che la lunghezza della linea l risulti uguale ad un numero dispari di quarti di lunghezza d'onda $\left(\text{cioè } f = \dfrac{v\,(2n+1)}{4l}\right)$ per es. 3 come in fig. 175. La linea sarà sede di un'onda progressiva e perciò i potenziali del filo di ritorno BC si otterranno continuando il diagramma che rappresenta la distribuzione del potenziale nel filo di andata AB e, ruotando tale prolungamento di 180° attorno all'asse verticale che passa per B. Tale diagramma è rappresentato in fig. 175 con linea a tratti. La rappresentazione è ripetuta per tre istanti diversi; nell'istante t_1 i diagrammi sono spostati in avanti rispetto ai precedenti, nel senso del moto della corrente, di un tratto pari a vt_1; nell'istante $\dfrac{T}{4}$ i due diagrammi si sovrappongono.

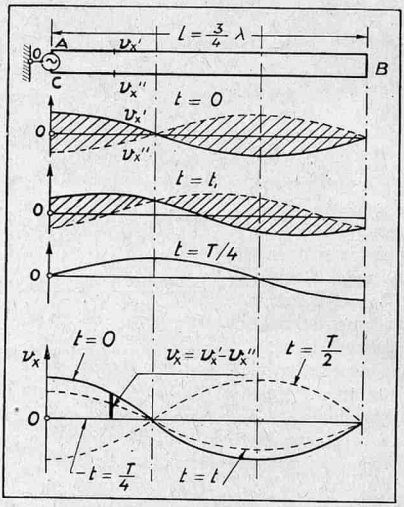


FIG. 175.
Formazione delle onde stazionarie in una linea perfetta chiusa in corto circuito all'estremità.

Se ora consideriamo la differenza di potenziale fra i due fili di linea in un punto a distanza x qualsiasi dall'origine essa sarà data da:

$$v_x = v_x' - v_x''$$

ove v_x' e v_x'' sono i potenziali istantanei alla distanza x dall'origine rispettivamente nel conduttore di andata e in quello di ritorno. Dai grafici di fig. 175 risulta chiaramente che v_x è una funzione sinusoidale del tempo ma che il suo valore massimo V_x invece che essere lo stesso in ogni punto come avviene per le onde progressive, è una funzione sinusoidale della distanza x. Esso è massimo per $x = 0$, $x = \dfrac{1}{2}\lambda$ e in generale per

$x = n \frac{1}{2} \lambda$. Ciò si esprime dicendo che in tali punti si ha un *ventre di tensione*. Il valore di V_x è invece nullo per $x = \frac{\lambda}{4}$, $x = \frac{3}{4} \lambda$ e in genere per $x = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}$ e ciò si esprime dicendo che in tali punti si ha un *nodo di tensione*.

Una tale distribuzione di tensione fra i due fili chiamasi *onda stazionaria*.

Quanto sopra può essere dimostrato analiticamente nel modo seguente: Sia:

$$v = V \cos \omega t ,$$

la tensione del generatore che alimenta il punto A della linea e di conseguenza:

$$v = - V \cos \omega t$$

la tensione del generatore che alimenta il punto B della linea; si avrà:

$$v_x' = V \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = V \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) ;$$

$$v_x'' = V \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\frac{3}{2} \lambda - x}{\lambda} \right) = - V \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{\lambda} \right) ;$$

$$v_x = v_x' - v_x'' = V \left[\cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) + \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{\lambda} \right) \right] =$$

$$= V \left[2 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T} \right] ;$$

la quale si può scrivere:

$$v_x = \left[2 V \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \right] \cos \omega t ; \qquad [6]$$

in cui la parte fra parentesi rappresenta il valore massimo V_x (grandezza variabile sinusoidalmente nel tempo) che, come s'è già detto, risulta funzione sinusoidale della distanza x.

Giacchè nei nodi la tensione fra i due fili di linea è nulla, ivi possiamo cortocircuitare, con un ponte, la linea nello stesso modo come è fatto

nel nodo di estremità. Se la linea è lunga parecchie semilunghezze d'onda tale cortocircuito può essere effettuato in ciascun nodo senza che venga a cambiare la distribuzione della tensione; non solo, ma in ciascun ponte di cortocircuito si ha un passaggio di corrente. Viceversa se si dispongono i ponti conduttori in un altro punto si viene ad alterare la distribuzione del potenziale perchè ove vi è un ponte la tensione fra i fili è ridotta a zero. Perciò disponendo i ponti conduttori nei punti della linea ove vi sono nodi di tensione, si hanno in essi altrettanti *ventri di corrente*.

143. - Linea reale. Fili di Lecher.

Tale distribuzione in cui le onde stazionarie di corrente (nei ponti di c. c.) risultano in quadratura con le onde stazionarie di tensione (fra i fili) è conseguenza del fatto che si è considerata una linea perfetta ovvero senza perdita ed infatti solo in tale caso l'energia media messa in gioco è nulla. Nel caso invece della linea reale l'onda progressiva lungo la linea si attenua, perciò in fig. 175 occorre considerare la sovrapposizione di due onde smorzate. La prima, segnata con linea continua, si smorza procedendo da A verso B ; la seconda, segnata a tratti, parte con l'ampiezza segnata in B e si smorza procedendo verso C . In conseguenza di ciò nei nodi non si ha una tensione nulla ma un minimo di tensione; solo nel nodo di estremità (B di fig. 175) si ha tensione nulla, mentre procedendo verso l'origine la tensione ai nodi è sempre maggiore. Inoltre i nodi di tensione non risultano spostati esattamente di $\frac{1}{4}\lambda$ con quelli di corrente.

Questa teoria trova, in radiotecnica, applicazione nei così detti *fili di Lecher* che sono costituiti da una linea sulla quale possono scorrere alcuni ponticelli di cortocircuito provvisti di strumento indicatore di corrente (di solito una piccola lampadina ad incandescenza). Essi sono usati per la misura della lunghezza d'onda delle onde corte. Per esse la frequenza è così elevata che, se la linea è costruita con cura, r si può trascurare di fronte ad ωl e g si può trascurare rispetto ad ωc . Allora la linea si può considerare perfetta, la velocità di propagazione uguale a quella delle onde elettromagnetiche e la lunghezza d'onda sui fili, misurata spostando i ponticelli fino a portarli nei ventri di corrente (ciò che risulta dalla massima incandescenza della lampadina) è pure uguale a quella delle onde elettromagnetiche. Evidentemente il sistema si presta a misure solo in prossimità del generatore dell'energia ad alta frequenza perchè occorre che l'energia indotta nella linea sia piuttosto rilevante.

144. - Paragone meccanico. Onde progressive e stazionarie in una corda tesa.

Una corda tesa è un sistema oscillatorio meccanico paragonabile ad una linea a costanti distribuite; infatti la sua massa e la tensione elastica di richiamo sono distribuite uniformemente lungo la corda. Riferiamoci allora ad una di quelle corde metalliche delle teleferiche usate nei nostri monti per il trasporto della legna. Se noi urtiamo la corda dell'estremità si crea un'onda che si propaga lungo la corda fino all'altra estremità, quivi viene riflessa e ritorna indietro e così di seguito. Tale *onda progressiva isolata* è talora visibile e comunque ci possiamo accorgere del suo passaggio ad intervalli, appoggiando una mano sulla corda. Ora invece se noi proseguiamo a sollecitare la corda, in seguito alla sovrapposizione dell'onda di andata con quella di ritorno, si stabilisce un regime di *onde stazionarie*. Quest'ultimo caso si può, anche più agevolmente, constatare sulla corda di un violino la quale, in seguito alla sua breve lunghezza e alla elevata velocità di propagazione si presta meno bene per osservare il fenomeno dell'onda progressiva isolata.

145. - Linea aperta all'estremità. Antenne.

Il caso ora considerato è duale di quello trattato al paragrafo 142, riguardante la linea chiusa in corto circuito all'estremità. Perciò *lungo i fili* (in serie) della linea ora considerata si ha una distribuzione ad onde stazionarie con un *nodo di corrente e un ventre di tensione all'estremità*. Ciò dualmente a quanto avviene nella linea in corto circuito ove, *fra i fili* della linea (ossia in parallelo), si ha una distribuzione ad onde stazionarie con un nodo di tensione e *un ventre di corrente all'estremità*.

Quanto sopra si verifica rigorosamente a condizione che la linea abbia una lunghezza multipla dispari di $\frac{1}{2}\lambda$ in modo da essere alimentata in un ventre di corrente.

Queste considerazioni trovano applicazione in radiotecnica nello studio della distribuzione della corrente nelle *antenne radiotelegrafiche* le quali, nella loro più semplice espressione, possono essere costituite da un conduttore verticale di lunghezza pari a $\frac{1}{2}\lambda$ (o multipli di esso) alimentato a metà (fig. 176 *a*) oppure da un conduttore verticale di lunghezza pari a $\frac{1}{4}\lambda$ collegato alla terra per l'estremità inferiore ed ivi alimentato (fig. 176 *b*).

La prima si chiama *antenna di tipo hertziano*, la seconda *antenna di tipo marconiano*. In ambedue i casi si tratta di una linea aperta in estremità e alimentata in un ventre di corrente e il diagramma di distribuzione della corrente e della tensione è all'incirca quello indicato in fig. 176. In realtà tensione e corrente non sono sfasate esattamente di 90°. Infatti l'antenna ha lo scopo di irradiare energia elettromagnetica, perciò la perfetta quadratura, a cui corrisponde una dissipazione d'energia nulla, non è possibile e nemmeno desiderabile. Viceversa è opportuno che l'angolo di sfasamento sia piccolo; però in generale non si riesce ad aumentare l'energia irradiata in misura tale da ottenere angoli di sfasamento molto minori di 90°.

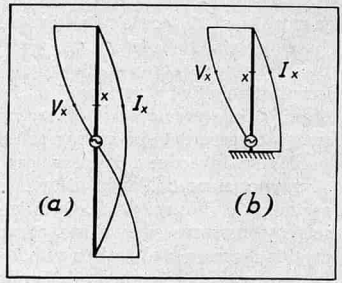


FIG. 176.
Distribuzione della corrente e della tensione nelle antenne.

146. - Linea chiusa sulla sua impedenza caratteristica.

Un altro caso importante da considerare è quello di una linea di lunghezza pari a $\frac{1}{2}\lambda$, o ad un numero intero di semilunghezze d'onda, alimentata all'origine come è indicato in fig. 177 e chiusa sulla sua impedenza caratteristica. Poichè l'impedenza di estremità è uguale a quella in origine, nel caso della linea perfetta la tensione in estremità è uguale e contraria a quella in origine. Perciò la distribuzione del potenziale lungo i due fili della linea è rappresentata (con linea continua per il filo di andata, con linea tratteggiata per quello di ritorno) in fig. 177.

La distribuzione del potenziale fra i due fili è perciò del tipo ad onda progressiva come risulta chiaramente dal-

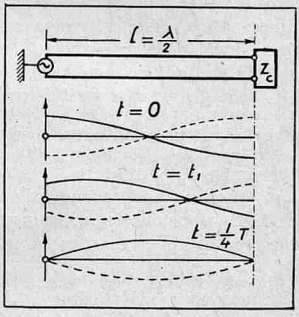


FIG. 177.
Onde progressive in una linea chiusa all'estremità sulla sua impedenza caratteristica.

l'esame della fig. 177. Queste considerazioni trovano applicazione in radiotecnica nelle *linee di alimentazione delle antenne* (feeders) necessarie allorchè l'antenna irradiante si trovi ad una certa distanza dal generatore dell'energia ad alta frequenza da irradiare. In questi casi è opportuno che la linea « contenga » una o più semilunghezze d'onda e che le sue costanti siano tali da avere una impedenza caratteristica uguale all'impedenza dell'antenna. Ciò in generale si verifica se contemporaneamente la linea ha una lunghezza pari ad un numero intero di quarti di lunghezza d'onda (v. fig. 178). Se ciò, per ragioni di reciproca posizione dell'antenna e del generatore, non è possibile ottenere, si può raggiungere ugualmente lo scopo correggendo le costanti della linea con induttanze o capacità disposte comunemente alla base dell'antenna (*cabina di sintonia*).



FIG. 178.
Linea di alimentazione di un'antenna.

Allorchè tale condizione è soddisfatta e se si suppongono nulle le perdite della linea, essa non dà origine ad alcuna irradiazione e tutto avviene come se l'antenna fosse direttamente alimentata alla base.

147. - Linea chiusa su una impedenza qualsiasi.

Nel caso di una linea di lunghezza qualunque non legata alla lunghezza d'onda (ossia alla frequenza della tensione di alimentazione) e chiusa su una impedenza qualsiasi si ha una distribuzione del potenziale generica che si può però scomporre in due componenti, una avente l'aspetto di un'onda progressiva, l'altra di un'onda stazionaria. Questo caso però è poco importante perchè generalmente si tende ad attuare o l'uno o l'altro dei casi precedenti.

CAPITOLO IX

ELETTROACUSTICA

A) Principi di acustica.

148. - Suoni e loro caratteristiche.

Le sensazioni che avvertiamo mediante il nostro orecchio si chiamano *acustiche* o *sonore*; la causa che le determina: *suono*. Il suono consiste in una vibrazione che si propaga, con moto ondoso, in un mezzo elastico e che, attraverso a questo mezzo (generalmente l'aria), viene comunicata al *timpano* del nostro orecchio, provocando così la sensazione acustica.

È noto che un moto ondoso consiste nel fatto che le particelle che compongono il mezzo nel quale avviene la propagazione, sotto l'azione di una causa eccitatrice, subiscono uno spostamento, a carattere oscillatorio, attorno alla loro posizione di equilibrio. Tale perturbazione, a causa delle proprietà elastiche del mezzo, si trasmette con velocità finita, da particelle eccitate a particelle a mano a mano più lontane.

Si è già visto (par. 97) che i parametri che caratterizzano un moto ondoso sono:

la velocità di propagazione delle onde u;

la lunghezza d'onda λ;

la frequenza f legata ai precedenti dalla:

$$f = \frac{u}{\lambda} \; ; \qquad [1]$$

l'ampiezza a.

Inoltre *per le onde sonore* si può ammettere con grande approssimazione che, in un mezzo omogeneo, *la velocità di propagazione e la frequenza siano costanti nel tempo e nello spazio.*

Le particelle di cui abbiamo supposto essere costituito il mezzo nel quale le onde si propagano, possono oscillare sia in direzione del raggio secondo cui l'onda si muove, sia su un piano normale alla direzione di propagazione. Nel primo caso le onde si chiamano onde *longitudinali*, nel secondo onde *trasversali*.

Le onde sonore sono onde longitudinali ossia un'onda sonora è un succedersi di pressioni e depressioni che nell'aria alla pressione normale e alla temperatura di 20° C si propagano con una velocità di circa 344 m/s.

La teoria dell'elasticità, tenendo conto dei legami elastici che sussistono fra le particelle vibranti del mezzo, permette di giungere alla seguente semplice espressione della velocità di propagazione delle onde in un mezzo elastico:

$$u = \sqrt{\frac{K}{\delta}} \qquad [2]$$

dove:

K = modulo di compressione (adiabatica);

δ = densità del mezzo.

Così nell'acqua la velocità di propagazione è di $\sim$ 1460 m/s; nell'acciaio di 5000 m/s; nell'alluminio di 5200 m/s; nei cristalli di quarzo di quasi 6000 m/s; ecc.

La lunghezza d'onda è la distanza fra due punti successivi (presi lungo un raggio di propagazione) di massima pressione (oppure di minima pressione). L'aumento (o la diminuzione) della pressione del mezzo sul suo valore medio si chiama *pressione acustica*. Si hanno luoghi di massima pressione ove le particelle si addensano; luoghi di depressione ove esse si diradano.

Questi addensamenti e diradamenti delle particelle che si trovano a diversa distanza dal centro di perturbazione sono dovuti alle diversità di fase delle oscillazioni di tali particelle. Infine questa diversità di fase fra le oscillazioni di due particelle la cui distanza nella direzione di propagazione sia x è conseguenza del fatto che la perturbazione (poichè la velocità di propagazione è finita) per propagarsi dalla prima alla seconda particella impiega il tempo:

$$t = \frac{x}{u} .$$

Tale tempo misura, in secondi, il ritardo con cui si compie l'oscillazione della seconda particella rispetto a quella della prima.

149. - Sensazioni sonore. Leggi fisiologiche.

Il timpano, in contatto con l'aria, raccoglie le vibrazioni di essa ed attraverso al complicato sistema che costituisce il nostro orecchio, si produce in noi la sensazione sonora.

I caratteri che distinguono un suono sono parecchi; in primo luogo abbiamo la *tonalità* o *altezza*, che dipende dalla frequenza fondamentale del suono. Un suono si dice *puro* o *semplice* allorchè è dovuto ad oscillazioni sinusoidali. In generale però i suoni sono tutt'altro che semplici ed anche allorquando essi siano periodici, hanno andamento assai lontano dal sinusoidale, pur essendo scomponibili in più suoni semplici. Uno di essi (*fondamentale*) ha frequenza pari a quella del suono complesso, gli altri frequenza multipla di questo (*armonici*). È da notare che talora, della totale energia che compete al suono considerato, la parte maggiore può essere distribuita sugli armonici.

La composizione armonica del suono caratterizza il suo *timbro* in seguito al quale si distinguono nettamente due note identiche (cioè della stessa altezza) prodotte p. es. da due strumenti diversi.

Il nostro orecchio non percepisce affatto le differenze di fase fra due suoni [1].

L'orecchio inoltre obbedisce, in linea di massima, ad una legge (di Weber-Fechner), valida per numerosi fenomeni di carattere fisiologico, secondo la quale lo stimolo necessario per produrre una variazione appena percepibile di sensazione è proporzionale alla sensazione totale.

Ciò significa che, in via approssimativa, partendo da due diverse intensità di suono, il nostro orecchio giudica l'aumento prodotto su una di esse uguale a quello provocato sull'altra se i due aumenti, misurati in maniera fisica ossia in maniera indipendente da effetti fisiologici [2], sono *percentualmente* (e non in valore assoluto) uguali.

Analogamente, per quanto riguarda la tonalità, mentre si riesce ad avvertire la differenza fra due suoni l'uno di 200 Hz l'altro di 180, non

---

[1] Se così non fosse in un'orchestra nella quale vi siano p. es. due violini che eseguiscono il medesimo brano di musica essi, per andare d'accordo, dovrebbero non solo produrre suoni della stessa altezza ma altresì in fase fra loro. Ciò richiederebbe un « attacco » contemporaneo con una precisione superiore al decimillesimo di secondo; non solo ma la identità di fase sarebbe verificata solo secondo una direttrice mentre spostando il punto d'ascolto ai lati di essa la perfetta concordanza di fase non sarebbe più verificata.

[2] La misura oggettiva di *intensità sonora* si effettua generalmente misurando la pressione sonora (si può ritenere che l'intensità sonora sia proporzionale al quadrato della pressione sonora).

riusciamo invece a distinguere due suoni le cui frequenze siano: 2000 e 1980 Hz, pur essendo identica la differenza fra le due frequenze (20 Hz). Viceversa avvertiremo una differenza, che sarà approssimativamente giudicata eguale a quella precedente, fra due suoni aventi la frequenza di 2000 e 1800 Hz (differenza *percentualmente* uguale a quella precedente).

Di qui l'uso di suddividere la gamma delle note musicali in *ottave*; il passare a note corrispondenti in ottave successive corrisponde a raddoppiare la frequenza.

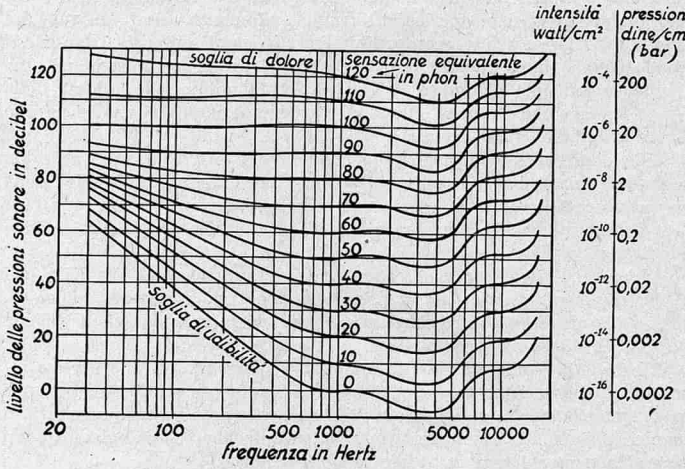


FIG. 179.
Audiogramma normale. Ciascuna curva corrisponde ad una sensazione costante (curve isophon).

Ciò porta a stabilire leggi logaritmiche fra le sensazioni e le cause che le producono (v. paragrafo seguente).

La sensibilità dell'orecchio è assai diversa per le diverse frequenze, perciò per tutte le considerazioni sopra fatte al riguardo della sensazione di intensità, ci si riferisce alla frequenza di 1000 Hz.

Da suoni aventi la stessa intensità (misurata fisicamente) ma di diversa frequenza, l'orecchio riceve una sensazione fisiologica diversa ossia la loro intensità non è giudicata uguale pur risultando tale da misure fisiche.

Il grafico di fig. 179 riporta le curve (tracciate come media di molte prove soggettive) di uguale livello sonoro cioè per ciascuna di esse l'intensità di percezione, al variare della frequenza, rimane costante. Si nota che la massima sensibilità dell'orecchio si ha fra 3000 e 4000 Hz, ove perciò è minima la pressione sonora necessaria per determinare una data sensazione. La curva più bassa segna la sensazione più piccola (*soglia di udibilità*) che l'orecchio umano è capace di percepire (secondo il risultato medio di molte misure soggettive); la curva più alta segna una sensazione così intensa da produrre dolore (*soglia di dolore*).

Oltre i limiti di frequenza segnati ogni sensazione uditiva va rapidamente scomparendo cosicchè le frequenze limiti di udibilità possono essere fissate mediamente in 15 ÷ 18 Hz per le più basse: 16.000 ÷ 20.000 Hz per le più elevate.

Infine osserviamo che in conseguenza della irregolarità dell'audiogramma se si rinforzano o si indeboliscono proporzionalmente tutti gli armonici di un suono composto l'orecchio rileva, non solo la variazione dell'intensità totale, ma anche una variazione del timbro del suono.

150. - Unità logaritmiche (Decibel, Phon).

Dato il particolare comportamento fisiologico del nostro orecchio, si rende assai vantaggiosa l'introduzione di una *unità relativa* cioè di una unità atta a misurare uguali rapporti fra le grandezze, in luogo di uguali differenze fra esse. Naturalmente, poichè spesso una apparecchiatura è destinata a produrre sensazioni fisiologiche, sonore od anche di altro genere, il «*guadagno*» ottenuto con l'impiego della apparecchiatura potrà essere misurato con convenienza impiegando l'unità relativa. Consideriamo a titolo d'esempio, per fissare le idee, un'apparecchiatura (amplificatore) in cui applicando ai suoi morsetti d'ingresso una tensione alternativa di valore efficace V_1 (la quale metta in gioco la potenza P_1) si ottenga all'uscita una tensione V_2 (valore efficace) e una potenza P_2 (v. fig. 180).

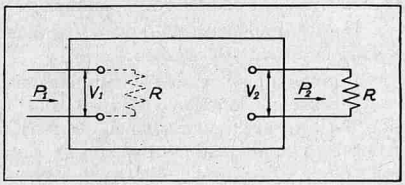


FIG. 180.
Amplificatore con resistenze d'ingresso e d'uscita uguali.

Si supponga altresì che le impedenze d'ingresso e d'uscita siano ohmiche ed ambedue uguali ad R. Allora si avrà:

$$P_1 = \frac{V_1^2}{R}; \qquad P_2 = \frac{V_2^2}{R}; \qquad \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2. \qquad [3]$$

Evidentemente il « guadagno » ottenuto con l'amplificatore può essere espresso dal rapporto P_2/P_1 oppure dall'altro V_2/V_1. Però per misurare questi rapporti in maniera conveniente, vale a dire in modo pressapoco proporzionale agli aumenti prodotti nelle sensazioni, occorre fissare un'unità atta a misurare, come si è detto, *uguali aumenti del rapporto* considerato, qualunque sia il « *livello* » dal quale si parte.

Tale unità chiamata *decibel* (dB) [3], è definita dalla seguente espressione:

$$n = 10 \lg_{10} \frac{P_2}{P_1} = 10 \lg_{10} \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2 = 20 \lg_{10} \frac{V_2}{V_1} \qquad [4]$$

dove n è il numero di decibel che misura il « livello » della potenza P_2 rispetto alla P_1 oppure il « livello » della tensione V_2 rispetto a V_1.

È da osservare che lo stesso numero di decibel di « guadagno » si avrà fra due altre tensioni qualsiasi V_3 e V_4 purchè si abbia $\frac{V_4}{V_3} = \frac{V_2}{V_1}$ perciò l'unità prescelta soddisfa alle condizioni richieste.

Data l'importanza della cosa riteniamo utile chiarire i concetti sopra esposti con qualche esempio:

Riprendiamo il caso dell'amplificatore di fig. 180 e supponiamo che l'amplificazione complessiva in tensione ottenuta sia, ad esempio, 625, cioè $V_2/V_1 = 625$; allora, poichè la resistenza di entrata e di uscita sono supposte uguali, l'amplificazione in potenza sarà: $P_2/P_1 = (V_2/V_1)^2 = 625^2 = 390625$; diremo allora che nell'amplificatore si è avuto un « guadagno » di:

$$10 \cdot \lg_{10} 390625 = 20 \lg_{10} 625 = 55{,}92 = \sim 56 \text{ dB},$$

sia in tensione, sia in potenza.

---

[3] Un decibel corrisponde all'incirca alla più piccola variazione dell'intensità sonora che l'orecchio umano riesce a percepire.

L'amplificazione di 625 in tensione si può pensare ottenuta in quattro stadi successivi ciascuno dei quali amplifichi 5; infatti $5 \cdot 5 \cdot 5 \cdot 5 = 625$. In ogni stadio si ha allora il guadagno di:

$$20 \lg_{10} 5 = \sim 14 \text{ dB} ;$$

il guadagno complessivo risulterà somma dei guadagni parziali, infatti:

$$14 + 14 + 14 + 14 = 56 \text{ dB}.$$

Si noti che, impiegando le unità logaritmiche, in luogo dei prodotti delle « amplificazioni » si dovranno, com'è naturale, fare le somme dei « guadagni ». Ciò può rappresentare una notevole semplificazione in molti calcoli.

Supponiamo viceversa che ciascuno stadio amplifichi 10 volte in tensione, allora l'amplificazione totale sarà 10.000, in ciascuno stadio si avrà il guadagno di 20 dB e il guadagno totale sarà di 80 dB.

Un'altra importante osservazione da fare è la seguente: non sempre il guadagno in potenza è espresso dallo stesso numero di decibel, di quello in tensione, anzi questo è un caso particolare, che si verifica solo allorquando le resistenze d'ingresso e di uscita sono uguali. Per es. se l'amplificatore che amplifica 10.000 volte, ossia guadagna 80 dB in tensione, ha una resistenza d'ingresso di 500.000 Ω e una di uscita di 5000 Ω, applicando la tensione V_1 all'ingresso in questo caso si spende una potenza molto minore che nel caso in cui la resistenza d'ingresso sia uguale a quella di uscita cioè 5000 Ω. Perciò il guadagno in potenza sarà ancora più elevato di quello in tensione. Infatti si ha:

$$P_1 = \frac{V_1^2}{5 \cdot 10^5} ; \qquad P_2 = \frac{V_2^2}{5 \cdot 10^3} ; \qquad \frac{P_2}{P_1} = \frac{5 \cdot 10^5}{5 \cdot 10^3} \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2 = 10^2 \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2$$

$$n = 10 \lg_{10} \frac{P_2}{P_1} = 10 \lg_{10} \left[10^2 \cdot \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2\right] = 10 \lg_{10} 10^2 + 20 \lg_{10} \frac{V_2}{V_1} =$$

$$= 20 + 80 = 100 \text{ dB} .$$

Genericamente si può scrivere:

$$n = 10 \lg_{10} \frac{P_2}{P_1} = 10 \lg_{10} \frac{R_1}{R_2} + 20 \lg_{10} \frac{V_2}{V_1} \qquad [5]$$

ossia *il guadagno in potenza espresso in decibel è uguale al guadagno di tensione (in decibel) aumentato della riduzione della resistenza che vi è fra l'ingresso e l'uscita, espressa pure in decibel.*

È da notare che l'espressione « guadagno » si applica correttamente solo ai livelli di potenza; l'uso corrente di applicarla alla sola considerazione dei livelli di tensione è auspicabile venga abbandonato. Ogni qualvolta si indica il livello di tensione si deve contemporaneamente indicare il livello di resistenza.

Occorre qui osservare che, nel caso dell'amplificatore considerato, la potenza d'uscita è naturalmente fornita, sotto forma diversa, da sorgenti estranee (le batterie che forniscono la tensione continua) mentre la potenza d'ingresso va unicamente spesa per il controllo di quel particolare relè ch'è ogni amplificatore.

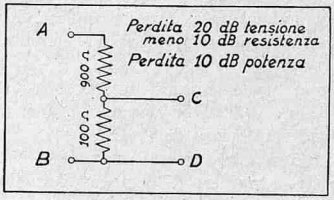


FIG. 181.
Circuito potenziometrico.

Un altro esempio che vogliamo considerare può essere rappresentato da un normale trasformatore a ferro. In esso la potenza d'ingresso non serve più al solo controllo ma è essa stessa che si ritrova, opportunamente trasformata nei suoi fattori, nel circuito secondario. Perciò in questo caso non vi può mai essere un guadagno di potenza giacchè ciò sarebbe contrario al principio della conservazione dell'energia. Viceversa vi sarà una *perdita* di potenza esprimibile ancora, se si vuole, in decibel. Per un normale trasformatore tale perdita potrà essere di qualche frazione di decibel o al massimo di qualche decibel; 0,5 dB corrisponde ad una perdita di potenza di circa il 6 %. Viceversa anche per il trasformatore si può parlare di *guadagno* in tensione se il trasformatore è elevatore. Così un trasformatore perfetto avente un rapporto 1 a 5 produce un guadagno in tensione di $\sim$ 14 dB (da cui, per il trasformatore perfetto, va detratta una perdita nel livello delle resistenze di 14 dB). Se inserito in senso contrario esso produce una perdita in tensione di 14 dB (a cui va aggiunto un guadagno nelle resistenze di 14 dB).

Da ultimo vogliamo considerare il circuito potenziometrico di fig. 181 in cui (se si suppone che i punti *CD* siano chiusi su un circuito di resistenza molto grande a confronto di 100 Ω) la tensione si riduce ad un decimo, ossia di 20 dB, mentre non ha qui preciso significato il parlare di perdita di potenza se non si definisce quale sia la potenza utile. Infatti la potenza utilizzata fra i morsetti *CD* sarà tanto più piccola quanto più grande è la resistenza di utilizzazione inserita e sarà nulla se il circuito rimane

aperto. Se viceversa si considera come potenza utile quella assorbita dalla resistenza R_2, applicando la [5] ove:

$$R_1 = 900 + 100\ \Omega \quad \text{e} \quad R_2 = 100\ \Omega$$

si ha:

$$n = 10 \lg_{10} \frac{1000}{100} + 20 \lg_{10} \frac{1}{10} =$$

$$= 10 \lg_{10} 10 - 20 \lg_{10} 10 = 10 - 20 = -10 \text{ dB} .$$

Nella pagina seguente è riportata una tabella ove compaiono i rapporti in tensione in funzione dei decibel di gudagno.

Si osservi che aggiungere 20 dB significa moltiplicare il rapporto per 10 come si può verificare confrontando le righe corrispondenti 0 e 20; 10 e 30; 20 e 40; ecc. e quindi aggiungere 40 dB significa moltiplicare per 100, aggiungere 60 dB significa moltiplicare il rapporto per 1000, ecc. Questa osservazione permette di usare la tabella sopra riportata per qualsiasi valore del guadagno in dB. Per es. il rapporto corrispondente a 32,6 dB si ottiene ricavando dalla tabella quello di 32,6 — 20 = 12,6 dB (cioè 4,266) e moltiplicando per 10. Il risultato è che a 32,6 dB corrisponde il rapporto fra le tensioni 42,66.

Abbiamo sopra sviluppato alcuni esempi per mostrare come le unità sopra definite devono essere usate per le grandezze elettriche. Occorre però tener presente quanto è già stato notato in principio di questo paragrafo e cioè che l'utilità di queste unità si riscontra solo allorquando al punto di origine o di arrivo le grandezze agenti siano acustiche o comunque tali da essere percepite fisiologicamente con leggi approssimativamente logaritmiche.

Prima di chiudere questo paragrafo occorre infine ricordare che oltre all'unità generica di « livello »: il decibel, si è definita l'unità di *sensazione sonora*: il *phon* per il quale il livello di riferimento è stato fissato in 0,0002 bar (4) a 1000 Hz. Poichè in fig. 179 a ciascuna curva corrisponde una sensazione sonora costante, ciò può essere espresso dicendo che per ciascuna di esse è costante il numero di phon di sensazione. In tale figura vi è una curva « iso-phon » ogni 10 phon da 0 a 120 phon.

(4) 1 *bar* = 1 dina/cm². Vedi scala a destra dell'audiogramma di fig. 179.

TABELLA X.

DECIBEL					
UNITÀ	DECIMI				
	0	0,2	0,4	0,6	0,8
	Valore del rapporto (tensione)				
0	1,000	1,023	1,047	1,072	1,096
1	1,122	1,148	1,175	1,202	1,230
2	1,259	1,288	1,318	1,349	1,380
3	1,413	1,445	1,479	1,514	1,549
4	1,585	1,622	1,660	1,698	1,738
5	1,778	1,820	1,862	1,906	1,950
6	1,995	2,042	2,089	2,138	2,188
7	2,239	2,291	2,344	2,399	2,455
8	2,512	2,571	2,630	2,692	2,754
9	2,818	2,884	2,951	3,020	3,090
10	3,162	3,236	3,311	3,388	3,467
11	3,548	3,631	3,715	3,802	3,890
12	3,981	4,074	4,169	4,266	4,365
13	4,467	4,571	4,677	4,786	4,898
14	5,012	5,129	5,248	5,370	5,495
15	5,623	5,754	5,888	6,026	6,166
16	6,310	6,457	6,607	6,761	6,918
17	7,079	7,244	7,413	7,586	7,762
18	7,943	8,128	8,318	8,511	8,710
19	8,913	9,120	9,333	9,530	9,772
20	10,00	10,23	10,47	10,72	10,96
30	31,62	32,36	33,11	33,88	34,67
40	100,0	102,3	104,7	107,2	109,6
50	316,2	323,6	331,1	338,8	346,7
60	1000	1023	1047	1072	1096
70	3162	3236	3311	3388	3467
80	10000				
90	31620				
100	100000				
110	316200				
120	1000000				

151. - Riproduzione dei suoni. Distorsioni.

Gli strumenti musicali e il canto umano producono note le cui frequenze fondamentali sono in ogni caso contenute fra circa 30 e 4000 Hz come risulta dalla fig. 182. Tuttavia, poichè come s'è detto, ogni suono è

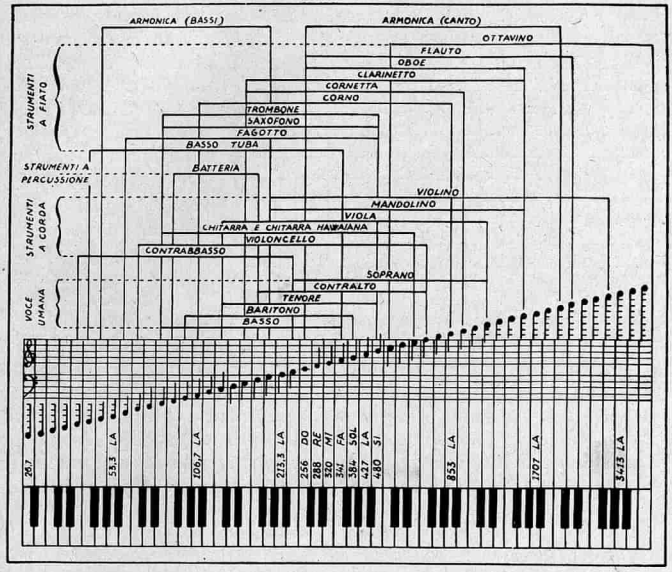


FIG. 182.
Gamma delle frequenze fondamentali prodotte dalla voce umana nel canto e dai diversi strumenti musicali.

accompagnato e caratterizzato dalle sue armoniche, così una perfetta riproduzione dei suoni richiederebbe che l'apparecchiatura di riproduzione fosse attuata in modo da:

1) trasferire e riprodurre in maniera uniforme (cioè senza alterarne i rapporti) tutte le frequenze comprese fra 30 e 18.000 Hz;

2) non alterare la forma dell'onda sonora, ossia non introdurre nuove armoniche o cambiare i rapporti di quelle esistenti;

3) ottenere che l'intensità finale di riproduzione sia uguale a quella del suono originale.

Trascurando il terzo punto, meno importante sia perchè l'intensità di riproduzione è generalmente regolabile a piacere, sia perchè in sostanza cambiare l'intensità equivale ad allontanare od avvicinare la sorgente sonora, rimangono gli altri due punti che, nella pratica, potranno essere soddisfatti più o meno bene, mai rigorosamente.

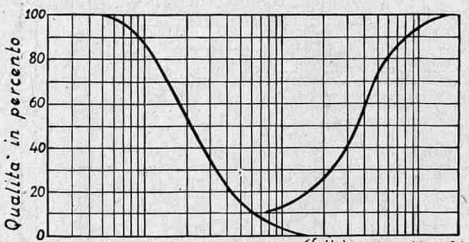


FIG. 183.
« Qualità » di una riproduzione orchestrale in funzione della gamma di frequenza riprodotta.

Allorquando le diverse frequenze non vengono ugualmente riprodotte cioè alcune vengono amplificate più di altre si dice che vi è una *distorsione di ampiezza* al variare della frequenza od anche una *distorsione di frequenza*. Quando invece l'apparecchiatura, a causa di uno od alcuni dei suoi elementi, non è lineare, ossia l'effetto ottenuto non è proporzionale alla causa agente, succede che la forma dell'onda sonora viene alterata. Allora all'uscita dell'apparecchiatura essa conterrà armoniche che non apparivano nell'onda originale, oppure risulteranno alterati i rapporti delle armoniche già esistenti; in tal caso si dice che vi è una *distorsione di non linearità*.

Tuttavia, per quanto riguarda la distorsione di ampiezza vi è da osservare che, per ottenere buone ed anche ottime riproduzioni, non è indispensabile trasmettere tutte le frequenze fra 30 e 18.000 Hz. Il grafico di fig. 183 dà un'idea della « *qualità* » della musica ottenuta in funzione della gamma di frequenze trasmessa e riprodotta, entro questa gamma, senza distorsione. In esso si vede che un'ottima « qualità » di musica, giudicabile come il 90 % del massimo ottenibile, si ha ancora riproducendo uniformemente solo le frequenze comprese fra 90 e 7500 Hz, mentre la « qualità » scende al 60 % se la gamma delle frequenze trasmesse si riduce fra i limiti: 170 ÷ 4000 Hz. Tutte le frequenze estranee alla gamma in ciascun caso considerata si suppongono completamente eliminate.

Per quanto riguarda le variazioni del livello sonoro che si hanno nella musica esse sono massime nelle esecuzioni orchestrali ove possono raggiungere 80 dB. Una tale esecuzione udita da una conveniente posizione, per es., da un posto centrale nella platea di un teatro, produce sensazioni sonore variabili, per es., fra 20 e 100 phon. La totale variazione di livello di una esecuzione musicale si chiama « *dinamica* » della esecuzione. Così per es., per l'orchestra sopra citata « la dinamica » è di 80 dB.

La gamma di frequenze necessarie per una buona riproduzione della parola è assai più ristretta; in generale quella compresa fra 300 e 5000 Hz è sufficiente. Inoltre l'intelligibilità della parola rimane elevata anche se vengono escluse gran parte delle frequenze sopra considerate. Ciò è illustrato dal grafico di fig. 184 in cui si vede come l'intelligibilità [5] rimanga per es., dell'80 % asportando tutte le frequenze fino a 1000 Hz e lasciando tutte quelle superiori, oppure asportando tutte le frequenze superiori a 2500 Hz e lasciando quelle inferiori. L'intelligibilità si riduce invece al 60 % asportando tutte le frequenze inferiori a 1500 Hz e lasciando le superiori, oppure asportando, quelle superiori a 1500 Hz e lasciando le inferiori; e via dicendo. La « dinamica » della parola è generalmente molto minore di quella della musica.

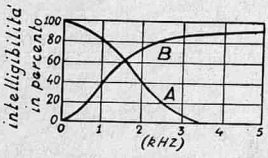


FIG. 184.

Intelligibilità della parola. Curva A: sono riprodotte tutte le frequenze superiori, ossia a destra della curva, fino a 5000 Hz; curva B: sono riprodotte tutte le frequenze inferiori.

Infine assai più difficile risulta la riproduzione fedele dei rumori e comunque dei suoni ad impulso o non armonici dal punto di vista musicale.

Quanto sopra può dare un'idea di quali possono essere le esigenze di una riproduzione sonora in relazione alle distorsioni di ampiezza, ed in proposito sarà opportuno riferirsi al grafico di fig. 183.

Per quanto riguarda invece la distorsione di non linearità si è notato che la presenza della terza armonica è più nociva della seconda armonica; la distorsione di non linearità è naturalmente più sentita in un'apparecchiatura ove sia molto ridotta la distorsione di ampiezza.

I risultati medi di molte esperienze sono riportati nella tabella seguente nella quale vengono indicate le percentuali di distorsione, di seconda e terza

---

(5) Calcolata come percentuale correttamente percepita di sillabe staccate e senza alcun nesso logico fra loro, onde evitare che l'intelligenza dell'ascoltatore possa ricostruire o correggere anche parte delle sillabe mal percepite (*logatomi*).

armonica che producono un effetto apprezzabile. Il giudizio di quando la distorsione incomincia a diventare apprezzabile può essere fatto sia comparando il suono distorto con quello indistorto, sia senza confronto. Nella tabella sono raccolti i dati per riproduzioni senza distorsione di ampiezza fino a 14000 Hz, fino a 8000 Hz e fino a 5000 Hz. Le frequenze superiori a tali limiti si suppongono escluse.

TABELLA XI.

Frequenza di taglio Hz	Comparando direttamente la riproduzione distorta con quella indistorta		Senza paragone	
	2ª armonica	3ª armonica	2ª armonica	3ª armonica
14.000	5 %	3 %	10 %	5 %
8.000	7 %	5 %	10 %	7 %
5.000	10 %	10 %	12 %	10 %

In definitiva, a conclusione di quanto sopra, si può asserire che una riproduzione in cui la distorsione di ampiezza sia trascurabile fra i limiti di 80 e 8000 Hz e la distorsione di non linearità complessiva sia minore del 5 % si può ritenere un'ottima riproduzione per la parola e per la musica.

B) Trasduttori elettroacustici.

152. - Trasformazione dell'energia acustica in elettrica e viceversa. Riproduzioni posticipate.

Il problema che si presenta all'entrata di ogni apparecchiatura di riproduzione sonora consiste nell'ottenere dall'energia acustica una energia elettrica. Tale scopo può essere raggiunto direttamente o indirettamente, attraverso a registrazioni atte a permettere una riproduzione comunque posticipata.

Questa energia elettrica, di entità in generale estremamente limitata, ha l'ufficio di controllare il relè costituito dall'apparecchiatura che in vario modo provvede ad aumentare, senza alterarne la forma (ossia senza distorsioni), tale energia. Essa, portata a valori sufficienti, dovrà essere nuovamente trasformata in energia acustica. Occorrono, per queste trasformazioni, speciali *trasduttori elettroacustici* che assumono il nome di *microfono* per la prima di queste trasformazioni, *altoparlante* per la seconda.

Il microfono è un dispositivo che, immerso in un campo sonoro, deve produrre, ai suoi due morsetti, f. e. m. proporzionali alle pressioni sonore; viceversa l'altoparlante è un dispositivo che, sottoposto alle tensioni di uscita dell'apparecchiatura, deve produrre un campo sonoro la cui pressione sia proporzionale alla tensione istantanea applicata.

Allorchè la riproduzione debba venire posticipata occorre provvedere alla sua *registrazione* che può essere fatta in diversi modi. L'apparecchiatura si divide in due, una di registrazione, l'altra di riproduzione. La prima ha inizio con un microfono e termina con un *dispositivo di registrazione*, la seconda ha inizio con un *rilevatore* della registrazione effettuata e termina con un altoparlante.

La registrazione può essere attuata in vario modo. Le forme più comuni sono:

1) quella meccanica su *dischi fonografici*;
2) quella ottica su *pellicola cinematografica*;
3) quella magnetica su nastro di *materiale magnetico*.

Ciascuna di queste diverse forme richiede due particolari trasduttori; uno per la registrazione, l'altro per la riproduzione. Spesso i trasduttori a cui si è sopra accennato, sia quelli elettroacustici, sia gli altri di registrazione e di rilevamento, sono fondati su principi reversibili, cosicchè ciascun principio permette di attuare sia il microfono come pure l'altoparlante; sia il trasduttore di registrazione sia quello di rilevamento. Ciò però non è sempre verificato.

153. - Generalità sui trasduttori elettroacustici.

In un microfono si ha una trasformazione di energia acustica in meccanica ed una trasformazione di energia meccanica in elettrica (6). La prima trasformazione avviene generalmente attraverso una *membrana* che, sottoposta al campo sonoro, viene condotta in vibrazione. Queste vibrazioni agiscono da energia motrice su un minuscolo *generatore* elettrico, convenientemente studiato per ottenere una f. e. m. proporzionale all'ampiezza delle vibrazioni della membrana.

In un altoparlante si hanno invece le trasformazioni inverse cioè l'energia elettrica viene, mediante un conveniente *motore* trasformata in vibrazioni meccaniche di ampiezza istantanea proporzionale al valore istantaneo delle tensioni applicate. Queste vibrazioni comunicate ad una conveniente *membrana* determinano il campo sonoro.

Comunque l'energia acustica viene trasformata in elettrica e viceversa, passando attraverso alla forma meccanica.

Per quanto riguarda la trasformazione di energia acustica in meccanica, trasformazione operata dalle membrane vibranti, è da tener presente che, nel caso in cui la membrana subisce l'azione delle vibrazioni sonore (microfono), le potenze su essa in gioco sono molto modeste cosicchè le vibrazioni sono di piccola ampiezza. Invece nel caso degli altoparlanti, in cui la membrana ha l'ufficio di produrre il campo sonoro, onde ottenere che questo sia intenso, si hanno potenze assai più rilevanti. Perciò, in seguito alla maggiore potenza agente e alle maggiori dimensioni, si manifestano distorsioni di vario genere assai più gravi di quelle che si verificano per le membrane da microfono.

Infine vogliamo ricordare che la trasformazione di energia acustica

(6) Nel microfono a carbone in realtà l'energia meccanica ottenuta dalla prima trasformazione non serve che a comandare il relè costituito dalla capsula microfonica cosicchè l'energia elettrica erogata da un microfono a carbone è fornita dalla batteria di alimentazione e può risultare più grande dell'energia acustica raccolta.

in meccanica e viceversa si effettua sempre con un rendimento molto basso che è dell'ordine di poche unità per cento e talora anche minore dell'1 % per le membrane libere; tale rendimento può essere aumentato fino al 15 ÷ 30% impiegando opportune *trombe acustiche* atte ad aumentare notevolmente il carico acustico dell'aria sulla membrana.

Invece il rendimento della trasformazione dell'energia meccanica in elettrica e viceversa è generalmente assai elevato. Comunque il rendimento complessivo del trasduttore, risultando dal prodotto dei rendimenti delle due trasformazioni, rimane assai basso.

La tabella che segue indica i principi di funzionamento della trasformazione meccano-elettrica e viceversa, secondo i quali sono attuati i principali tipi di *microfoni*, *altoparlanti* e *fonorilevatori*.

TABELLA XII.

TRASDUTTORI ELETTROACUSTICI

Principio di funzionamento	Microfono	Altoparlante	Fonorilevatore
A variazione di resistenza	Microfoni a carbone	(*)	
Elettrodinamico	*a)* microfoni a nastro *b)* microfoni elettrodinamici	Altoparlanti elettrodinamici	
Elettromagnetico		Altoparlanti elettromagnetici	Fonorilevatori elettromagnetici
Elettrostatico	Microfoni a condensatore		
Piezoelettrico	Microfoni piezoelettrici	Altoparlanti piezoelettrici	Fonorilevatori piezoelettrici

(*) Il principio non è reversibile.

154. - Trasformatori di adattamento (traslatori).

Prima di descrivere i vari tipi di trasduttori elettroacustici occorre osservare che bisogna metterci in grado di utilizzare nel miglior modo la potenza dell'apparecchiatura da trasferire all'altoparlante. Ora è noto che da un generatore si raccoglie la massima potenza utile allorquando la

resistenza del circuito esterno è uguale a quella interna del generatore (7). Per un microfono o per un rilevatore grammofonico il circuito di utilizzazione è quello di griglia del primo tubo amplificatore il quale lavora in classe A; perciò tale circuito ha una resistenza che per la corrente continua è molto elevata; comunque, tenuto conto della reattanza dovuta alla capacità d'ingresso calcolata per le frequenze acustiche più alte, si può mediamente ritenere che l'impedenza d'ingresso sia dell'ordine 0,5 ÷ 1 megaohm. Viceversa per ragioni costruttive i trasduttori hanno resistenze interne spesso assai minori, perciò, se non si provvede ad un conveniente adattamento, non si utilizzerà che una piccola frazione della massima potenza utilizzabile.

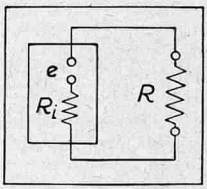


FIG. 185.
Generatore di f. e. m. e avente una resistenza interna R_i caricato su una resistenza esterna R.

Nel caso dell'altoparlante, che costituisce viceversa l'utilizzatore, occorre analogamente adattare la sua impedenza interna a quella dell'ultimo stadio dell'amplificatore, che costituisce il generatore.

Questi adattamenti possono essere effettuati con convenienti trasformatori a nucleo di ferro che chiameremo *trasformatori di adattamento delle impedenze* o meglio *traslatori*.

Supporremo che essi siano attuati in modo da trasmettere uniformemente tutte le frequenze comprese nella gamma acustica (il che in realtà assai difficilmente si verifica con discreta esattezza); ciò equivale a dire che il traslatore non introduce distorsione di ampiezza. Supporremo altresì trascurabili le distorsioni di non linearità e trascureremo anche le perdite di potenza. Tali approssimazioni sono ammesse dato che esse non hanno pratica importanza agli effetti della scelta del *rapporto di trasformazione* da cui dipende un buon adattamento.

Lo studio più completo dei trasformatori ad audiofrequenza verrà svolto a suo tempo.

---

(7) Consideriamo infatti il circuito di fig. 185 in cui e è la f. e. m. istantanea del generatore, R_i la sua resistenza interna ed R la resistenza del circuito di utilizzazione. Si ha:

$$i = \frac{e}{R_i + R} \; ; \quad p_u = R \cdot i^2 = e^2 \frac{R}{(R_i + R)^2} \; ; \quad \frac{dp_u}{dR} = e^2 \frac{(R_i + R)^2 - 2\,(R_i + R)\,R}{(R_i + R)^4}$$

Ponendo: $\frac{dp_u}{dR} = 0$ si ottiene: $R = R_i$.

Per ora consideriamo il circuito di fig. 186 in cui la resistenza di utilizzazione R è collegata al generatore, avente una f. e. m. di valore efficace E ed una resistenza interna R_i, attraverso un traslatore di cui indichiamo con:

$$n = n_2/n_1$$

il rapporto di trasformazione, con V_1 e V_2 le tensioni efficaci primarie e secondarie. Si ha:

$$\frac{V_2}{V_1} = n \; ; \qquad P_2 = \frac{V_2^2}{R} = \frac{V_1^2}{R/n^2} \; ; \qquad P_1 = P_2 = \frac{V_1^2}{R'}$$

ove si è indicato con R' la resistenza apparente sulla quale risulta chiuso il generatore, cioè la resistenza offerta dal primario del traslatore quando

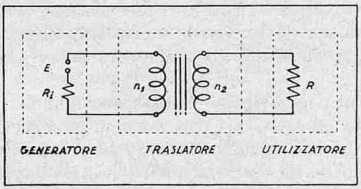


FIG. 186.
Inserendo la resistenza R sul generatore attraverso un adatto traslatore si può trasferire su R la massima potenza.

il secondario sia chiuso sulla resistenza di utilizzazione R. Essa si può chiamare *resistenza secondaria riportata al primario* e si ha: $R' = R/n^2$. Se vogliamo utilizzare la massima potenza, per quanto s'è sopra detto occorre fare:

$$R' = R_i = R/n^2$$

da cui:

$$n = \sqrt{\frac{R}{R_i}} \; . \qquad [6]$$

La [6] permette quindi di calcolare il rapporto di trasformazione che deve avere il traslatore per ricavare la massima potenza.

155. - Proprietà piezoelettriche.

Il fenomeno della piezoelettricità che si presenta in molteplici cristalli, consiste nel fatto che sollecitando meccanicamente tali cristalli in opportune direzioni rispetto ai loro assi cristallografici, si manifestano, su alcune facce del cristallo, cariche elettriche proporzionali alla sollecitazione meccanica. Tale proporzionalità vale anche in segno cioè cambiando il senso della sollecitazione (per es. una compressione in una trazione o viceversa) cambia il segno delle cariche elettriche. Queste possono essere raccolte disponendo due armature conduttrici sulle facce del cristallo sulle quali si manifestano tali cariche elettriche, formando così una specie di condensatore.

Il fenomeno è poi reversibile, ossia se sulle facce del cristallo si portano cariche elettriche (applicando una d. d. p. fra le armature) il cristallo subisce, per es., una contrazione come se esso fosse sottoposto ad una pressione meccanica. Invertendo il segno delle cariche (ossia del potenziale applicato alle armature) s'inverte anche la sollecitazione meccanica, cioè se prima si aveva una contrazione ora si avrà una dilatazione. e viceversa.

Se la sollecitazione elettrica è alternativa anche quella meccanica conseguente, risulta alternativa e viceversa se la sollecitazione meccanica è alternativa, tale risulta anche la risposta elettrica. Si tratta pertanto di oscillazioni meccaniche *impresse* da quelle elettriche oppure di oscillazioni elettriche *impresse* da quelle meccaniche. Entreranno perciò in giuoco effetti di risonanza meccanici, dipendenti dalle dimensioni e dalle caratteristiche fisiche delle piastrine di cristallo in vibrazione. Tali fenomeni di risonanza vengono talora utilizzati (quarzo). Nel caso che ci interessa ora occorre invece evitarli. Perciò le frequenze in giuoco devono essere assai diverse da quella di risonanza della piastrina. Generalmente tale frequenza di risonanza è assai più grande delle frequenze utilizzate ossia, nel caso delle applicazioni acustiche, è maggiore di 10.000 Hz.

Fra i numerosi cristalli che presentano il fenomeno della piezoelettricità due trovano applicazioni pratiche. Essi sono:

1) *il cristallo di quarzo* nel quale le proprietà piezoelettriche (di entità relativamente modesta) si accoppiano in maniera felice a proprietà meccaniche particolarmente pregevoli così da rendere il sistema prezioso allorchè si debba sfruttare la risonanza meccanica della lamina vibrante, come avviene, per es., nel problema di stabilizzare la frequenza dei generatori elettronici ed in altri problemi connessi;

2) il *cristallo di Rochelle* per le sue spiccate proprietà piezoelettriche (centinaia di volte più grandi di quelle del quarzo) che consentono l'attuazione di trasduttori elettroacustici a piezoelettricità.

Quest'ultimo, contrariamente al quarzo che come è noto è un cristallo naturale, è invece un cristallo di complessa formula chimica ottenuto artificialmente. Esso è noto anche sotto il nome di sale di Seignette dal nome del chimico che lo ottenne per la prima volta nella città di Rochelle. La produzione di cristalli di buona qualità e di sufficiente grandezza richiede molto tempo e cure particolari sulle quali non desideriamo dilungarci.

Dai cristalli ottenuti artificialmente e molto accuratamente asciugati con procedimenti speciali (escluso l'aumento di temperatura oltre i 50° C che causerebbe la perdita delle proprietà piezoelettriche) vengono tagliate le lamine. Queste sono di piccole dimensioni e molto sottili nel caso della costruzione di microfoni e fonorilevatori, assai più grandi e spesse nel caso della costruzione di altoparlanti [8]. Il taglio ha molta importanza e diverse inclinazioni di taglio consentono di ottenere che il sistema risponda alle sollecitazioni elettriche sia con dilatazioni e compressioni sia con spostamenti vibratori di uno dei lati marginali. La figura 187 illustra i due principali metodi di taglio. Quello contrassegnato col numero 1 risponde appunto con compressioni e dilatazioni e viene adoperato essenzialmente nella attuazione dei microfoni e dei fonorilevatori, cioè per la trasformazione meccano-elettrica. Quello contrassegnato col numero 2 risponde

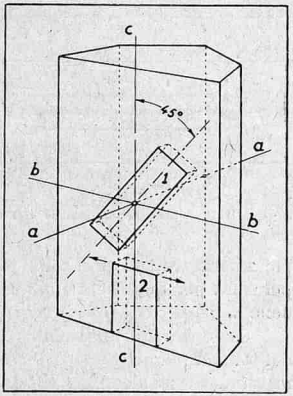


Fig. 187.
Struttura di un cristallo di Rochelle, suoi assi cristallografici e sistema di taglio delle laminette sensibili.

[8] Gli altoparlanti non vengono descritti perchè sono di applicazione, almeno per ora, assai meno frequente. Essi in realtà, sotto molti aspetti (rendimento, sensibilità, facilità di costruzione, ecc.) sono ottimi altoparlanti ma non consentono generalmente una buona riproduzione delle note basse e devono perciò venire accoppiati con un altro altoparlante di tipo diverso. L'accoppiamento, dal punto di vista elettrico è semplicissimo; dal punto di vista acustico è assai conveniente così da consentire di ottenere sistemi di grande fedeltà.

invece con movimenti vibratori del lato superiore (rispetto alla base supposta fissa) come indicano le due freccie. Esso viene usato nella costruzione degli altoparlanti.

I cristalli convenientemente tagliati e nuovamente privati da qualsiasi traccia di umidità devono essere accuratamente verniciati con una vernice molto aderente ed elastica, adatta a preservare i cristalli dall'effetto dell'umidità ch'è veramente deleterio.

Anche la temperatura ha un notevole effetto sulle proprietà piezoelettriche dei cristalli di Rochelle. L'effetto piezoelettrico cresce lentamente fino a raggiungere un massimo verso i 24° C circa. Superata tale temperatura esso decresce, dapprima lentamente, poi, oltre i 35 ÷ 40° C, molto rapidamente. Però, purchè non si superino i 50° C circa, il cristallo riacquista completamente le sue proprietà piezoelettriche col diminuire della temperatura. Viceversa a 53° C il cristallo perde completamente le sue proprietà piezoelettriche e se permane a questa temperatura per qualche tempo non le riacquista più perchè esso si libera delle molecole d'acqua di cristallizzazione.

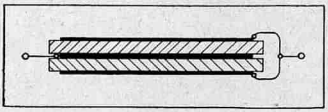


FIG. 188.
Sistema bimorfo di due cristalli piezoelettrici che consente di evitare la saturazione e l'isteresi.

Onde evitare brusche variazioni di temperatura, che potrebbero determinare la rottura del cristallo è opportuno racchiudere il sistema in una scatola metallica che fa da volano termico.

Occorre inoltre ricordare che il cristallo di Rochelle presenta fenomeni di isteresi e di saturazione. Perciò le cariche elettriche si manifestano con ritardo rispetto alle sollecitazioni meccaniche e viceversa. Naturalmente questo ritardo si rende più manifesto alle frequenze più elevate. Inoltre, sopra un certo valore della sollecitazione, l'effetto di essa cresce più lentamente. Questi fenomeni possono essere eliminati in maniera praticamente completa accoppiando due cristalli in opposizione. Ciò si ottiene cementando due facce *omonime* di due piastrine identiche (per es., quelle verso la faccia frontale del cristallo di fig. 187) fra le quali viene interposto un foglietto di stagnola che costituisce una delle armature. Sulle altre due facce *omonime* (per es., quelle verso lo spigolo posteriore del cristallo di fig. 187) che risultano esterne al sistema, sono incollati altri due foglietti di stagnola connessi tra loro; essi costituiscono l'altra armatura. La fig. 188 illustra il sistema descritto. In tal modo i due cristalli sono sollecitati sempre in misura uguale ma in senso contrario, quindi uno di essi si

dilata e tende ad allungarsi, l'altro invece si contrae. Poichè essi sono fra loro cementati ne risulterà una inflessione della laminetta che cambia senso allorchè la tensione s'inverte. Al contrario flettendo la laminetta si ottengono cariche elettriche che s'invertono di segno se si inverte il senso della flessione.

I vantaggi che presentano i trasduttori piezoelettrici sono:

1) basso costo e notevole semplicità di produzione;
2) elevata sensibilità e fedeltà di riproduzione;
3) piccole dimensioni (particolarmente utile nei microfoni);
4) piccolo peso (particolarmente utile nei fonorilevatori);
5) semplicità di connessione agli amplificatori.

In compenso presentano l'inconveniente, già esaminato, di avere una sensibilità variabile con la temperatura e di non poter essere adoperati nei climi caldi e umidi. Tuttavia in seguito ai pregi sopra elencati il loro impiego va continuamente sviluppandosi.

156. - Microfoni a carbone.

Sono costituiti da una capsula contenente granuli di carbone che vengono più o meno compressi in seguito alle vibrazioni della membrana, la quale costituisce uno dei lati (quello mobile) della capsula. In seguito a tali compressioni o dilatazioni comunicate ai granuli, fra essi si stabilisce un contatto alternativamente migliore o peggiore su un gran numero di punti. Ne risultano variazioni di resistenza che producono pulsazioni della corrente (fornita da una batteria) che scorre attraverso alla capsula (vedi fig. 189).

È da notare che, come si è già detto nella nota al paragrafo 153, in tale tipo di microfono l'energia acustica non viene, essa stessa, trasformata in elettrica come succede per tutti gli altri tipi, bensì questa energia ha unicamente l'ufficio di controllare la corrente erogata dalla pila. Includendo nel circuito a corrente pulsante un adatto *trasformatore microfonico* (vedi fig. 189) possiamo utilizzare al secondario, sotto forma di energia elettrica alternata a frequenza acustica, parte dell'energia fornita dalla pila sotto tensione continua.

In seguito al funzionamento a relè di questo microfono, da esso si può ottenere un'energia assai più grande di quella ottenuta con gli altri tipi. Ciò lo rende assai prezioso in molti casi ove si richiede una grande

sensibilità. Viceversa esso, specialmente sotto la forma illustrata dalla fig. 189, che è quella più impiegata nei telefoni per la qua grande sensibilità, produce notevoli distorsioni e molto *rumore di fondo*. Le distorsioni sono causate dal cattivo funzionamento della membrana dovuto sia alla sua costituzione (9) sia alla presenza della capsula. Il rumore di fondo è invece dovuto alla corrente continua, presente nel circuito del microfono, la quale, anche in assenza di suono, presenta fluttuazioni causate dall'imperfezione dei contatti fra i granuli e fra essi e le due pareti della membrana e della pastiglia di carbone.

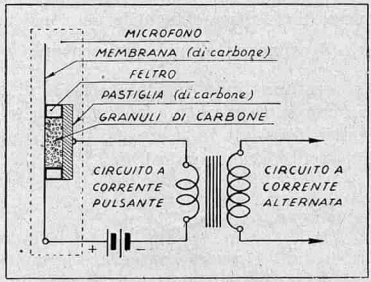


FIG. 189.
Microfono a carbone, tipo a capsula, con relativo traslatore.

Onde migliorare la « qualità » di tale tipo di microfono, sia pure rinunziando in parte alla sua grande sensibilità, esso è stato in vario modo modificato.

Un modello molto impiegato è quello chiamato *a corrente trasversa* illustrato in fig. 190 in cui la membrana non deve essere conduttrice e perciò può essere, ad es., usata la mica che funziona assai meglio della membrana di carbone. Gli elettrodi sono immersi in pozzetti ove i granuli sono praticamente immobili; perciò i contatti risultano meno incerti e quindi si riduce il rumore di fondo. Il blocco massiccio sul quale viene ricavata la sede per i granuli, costituito di marmo o di altro materiale antivibrante, riduce al minimo ogni vibrazione propria del sistema.

(9) Lamina circolare di carbone speciale con diametro da 4 a 6 cm e dello spessore da 0,2 a 0,3 mm rigidamente fermata lungo tutto il bordo esterno.

Un altro tipo di microfono a carbone di buona qualità è quello simmetrico con due capsule in opposizione illustrato in fig. 191. In esso le distorsioni di non linearità, introdotte dal funzionamento non lineare della membrana, vengono in parte eliminate dato che la presenza delle due capsule conferisce al sistema le caratteristiche dei circuiti controfase (10). In proposito è importante osservare che la magnetizzazione media del trasformatore microfonico è nulla perchè, in condizioni di riposo le due sezioni uguali in cui risulta diviso il primario sono percorse da correnti uguali e

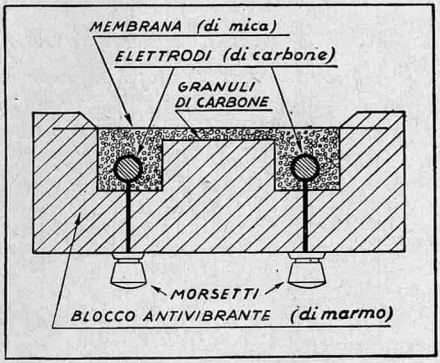


FIG. 190.
Microfono a carbone, tipo a corrente trasversa.

contrarie. Viceversa, allorquando la membrana vibra gli effetti delle due capsule sul trasformatore si sommano perchè quando una di esse risulta compressa e produce quindi un aumento della corrente nel relativo circuito, l'altra nello stesso istante risulta dilatata e produce una diminizione di corrente. Tale diminuzione contribuisce, assieme all'aumento della corrente nel primo circuito, a magnetizzare il nucleo del trasformatore in un certo senso ed a produrre perciò nel secondario la corrispondente f. e. m.

Questo tipo di microfono è generalmente attuato usando una membrana di duralluminio sottile e tesa in modo da avere una frequenza di risonanza propria molto grande e possibilmente maggiore delle frequenze acustiche più elevate che si vogliono riprodurre. Inoltre fra la membrana e una

(10) Per lo studio di questi circuiti si veda il II vol.

piastra rigida disposta parallelamente ad essa è lasciato un cuscinetto d'aria molto sottile (v. fig. 191) in modo da ottenere un grande smorzamento delle oscillazioni naturali della membrana. Con questi accorgimenti il funzionamento del microfono risulta molto più perfetto.

Infine, onde ridurre il rumore di fondo, la parte centrale della membrana è dorata oppure ricoperta con uno straterello di grafite od altro

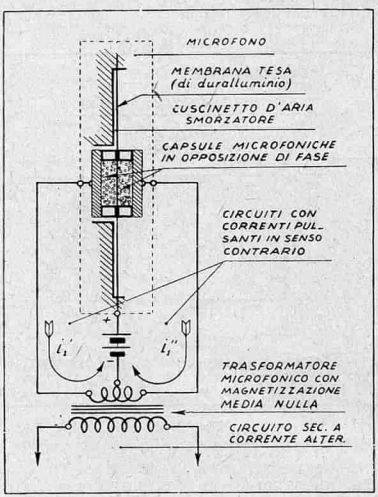


FIG. 191.
Microfono a carbone, tipo simmetrico a membrana tesa.

materiale atto ad ottenere un buon contatto, poco rumoroso, con i granuli di carbone delle due capsule.

La resistenza interna di un microfono a carbone è dell'ordine di 50 ÷ 200 ohm. Onde riportare al secondario del trasformatore una resistenza conveniente per il circuito di griglia del primo tubo, per es., 200.000 Ω occorre che il rapporto di trasformazione sia dell'ordine di $\sqrt{\frac{200.000}{200}} = 31{,}6$. Generalmente tale rapporto varia fra 20 e 40.

La *sensibilità* di un microfono a carbone, espressa come rapporto fra la tensione applicata alla griglia del primo tubo, cioè ricavata al secondario del traslatore microfonico e la pressione sonora di 1 bar [11] è dell'ordine di 10 ÷ 50 mV/bar.

La *tensione rumore* è dell'ordine di 0,2 ÷ 0,8 mV, perciò con i microfoni a carbone il rumore di fondo comincia a dar noia allorchè il suono scende ad un livello minore di 40 ÷ 50 phon, mentre i suoni aventi un livello inferiore ai 30 phon vengono in pratica completamente coperti dal rumore di fondo.

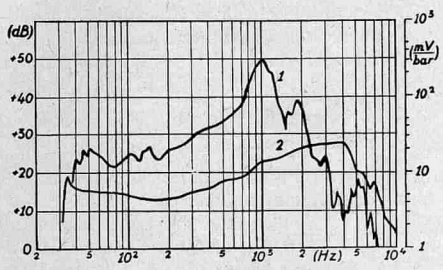


FIG. 192.
Caratteristiche di due microfoni a carbone. Curva 1: microfono a capsula; curva 2: microfono a corrente trasversa.

La fig. 192 riporta l'andamento delle caratteristiche che dànno il livello della tensione di uscita fornita dal microfono in funzione della frequenza del suono agente.

La curva 1 si riferisce ad un microfono ad una capsula di qualità discreta (le capsule microfoniche dei telefoni urbani hanno spesso caratteristiche anche peggiori). Essa mostra che con tale tipo di microfono non è consentito di ottenere una riproduzione molto fedele. Infatti da tale curva si rileva che, mantenendo costante la pressione sonora (per es., 1 bar) e variando la frequenza fra 35 e 7000 Hz, il livello della tensione di uscita varia di circa ± 25 dB, cioè può diventare circa 18 volte più grande o più piccolo del valore medio scelto come riferimento.

La curva 2, che si riferisce ad un buon microfono a corrente trasversa, è invece assai migliore. Infatti nello stesso intervallo di frequenza le varia-

[11] 1 bar = 1 dina/cm². Vedi per valutare l'ordine di grandezza della intensità acustica corrispondente la scala a destra dell'audiogramma di fig. 179.

zioni di livello sono comprese fra $\pm$ 7 dB, cioè la tensione di uscita può diventare circa 2,2 volte più grande o più piccola del suo valor medio.

Per contro generalmente il miglioramento della fedeltà richiede un sacrificio nella sensibilità cosicchè per esempio mentre per il microfono corrispondente alla curva 1 il valor medio può raggiungere 30 $\div$ 50 mV/bar, per quello corrispondente alla curva 2 il valor medio potrà essere, per es., di 10 mV/bar.

Il microfono a doppia capsula consente una fedeltà e una sensibilità dello stesso ordine di quello a corrente trasversa.

Oltre alle distorsioni di frequenza sopra esaminate i microfoni presentano distorsioni di non linearità. Queste dipendono in modo complesso da molteplici caratteristiche della membrana quali la sua struttura, il materiale di cui è formata, la sua tesatura, ecc. Tale distorsione, come s'è già detto, risulta assai ridotta nei microfoni a doppia capsula.

157. - Microfoni a nastro.

La fig. 193 ne illustra la costituzione. La membrana è formata da un leggerissimo nastro di duralluminio dello spessore di 3 $\div$ 5 millesimi di millimetro, della larghezza di 3 $\div$ 5 mm e della lunghezza di circa 5 cm. Data la leggerezza di tale membrana e la pieghettatura in essa praticata, che la rende più flessibile in senso normale e contemporaneamente più rigida in senso trasversale, si ottiene una sospensione così floscia che la frequenza di risonanza propria risulta facilmente inferiore a 40 Hz. Inoltre l'aria circostante produce un considerevole smorzamento in modo che il funzionamento del nastro come membrana è molto buono.

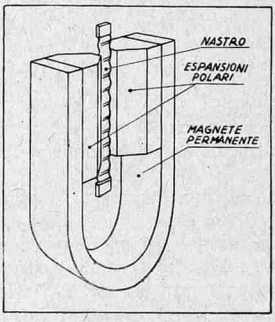


FIG. 193.
Microfono a nastro.

Il nastro è immerso in un campo magnetico con le linee di forza normali alla sua direzione e agli spostamenti che esso subisce e vibra per effetto del campo sonoro. Pertanto esso è contemporaneamente un conduttore nel quale si induce una f. e. m. istantanea uguale a Blv ove B = induzione del campo nel quale il nastro si muove, l = lunghezza utile (parte immersa nel campo) del nastro, v = velocità istantanea del nastro.

Il microfono a nastro è un *ottimo microfono* per quanto riguarda la fedeltà di riproduzione; infatti la sua caratteristica di frequenza può essere con facilità contenuta entro $\pm$ 2 dB fra 30 e 10.000 Hz e la distorsione di non linearità risulta spesso trascurabile. Tuttavia esso presenta due inconvenienti: una *piccola sensibilità* ed una *resistenza interna molto ridotta*, dell'ordine di pochi ohm e talora frazioni di ohm. In conseguenza di questo secondo inconveniente per portare le tensioni alla griglia si usano due trasformatori giacchè uno solo avrebbe un rapporto troppo elevato che secondo la [6], ponendo che la resistenza del nastro sia di 1 Ω risulterebbe, per es., di $\sqrt{200.000/1} = 450$. Il primo dei due trasformatori con rapporto pari a 20 $\div$ 30 viene conglobato con il microfono cosicchè ai suoi morsetti la resistenza equivalente è dell'ordine di 400 $\div$ 1000 Ω. Con ciò si ottiene altresì il vantaggio di avere un valore della resistenza equivalente adatto per trasferire l'energia del microfono lungo la linea che lo collega all'amplificatore, senza che tale linea abbia a introdurre distorsioni apprezzabili o diventi sede di disturbi indotti.

La sensibilità di un microfono a nastro è dell'ordine di 1 $\div$ 3 mV/bar sulla griglia del primo tubo.

158. - Microfoni a bobina mobile.

Sul medesimo principio elettrodinamico, nel quale trova fondamento il microfono a nastro, sono costruiti i microfoni a bobina mobile i quali però, dal punto di vista del rendimento elettroacustico, sono assai più razionali. In essi infatti la membrana, che provvede alla trasformazione dell'energia acustica in meccanica è ben distinta dai conduttori che, per effetto delle vibrazioni, ricevono le f. e. m. indotte. Tuttavia naturalmente le due parti sono rigidamente connesse fra loro. Tali conduttori, come è chiaramente illustrato in fig. 194, sono avvolti su un leggero cilindro di cartoncino, un bordo del quale è rigidamente incollato con la membrana. Questa è spesso costituita da una laminetta di duralluminio la quale ha forma convessa onde conferirle maggiore rigidezza. La bobina mobile trova sede in un traferro cilindrico ove vi è un intenso campo radiale, creato dal magnete permanente anulare. Tale campo in ogni punto del traferro è diretto sempre dalla flangia verso il nucleo centrale come avviene in figura (o sempre viceversa se il magnete è capovolto). Un centratore, costituito nel caso della fig. 194 da un anello ondulato, permette alla bobina spostamenti elastici assiali mentre impedisce ad essa spostamenti radiali ed insieme provvede a richiamarla nella sua posizione di riposo con una reazione elastica proporzionale allo spostamento.

Anche qui, come nel microfono a nastro, abbiamo che lo spostamento del conduttore è normale sia alla sua direzione (direzione della corrente) sia a quella del campo e perciò la f. e. m. indotta è data da Blv. Ora però, poichè il traferro può essere ridotto anche al disotto del millimetro, si hanno valori di B molto più elevati di quelli ottenibili nei microfoni a nastro. Inoltre anche la lunghezza del conduttore è molto maggiore. Si ottengono così già nella bobina mobile f. e. m. molto più elevate di quelle ottenute nel nastro. Poichè inoltre la resistenza interna del microfono è più

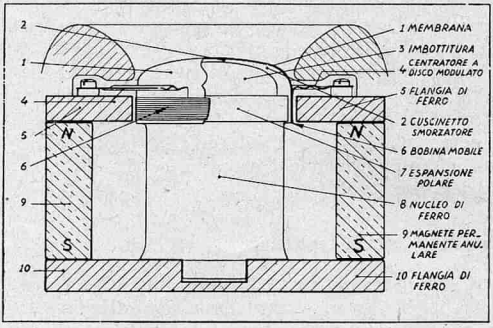


FIG. 194.
Sezione di un microfono a bobina mobile.

grande (da 20 a 100 Ω), per portare tali tensioni alla griglia del primo tubo si richiede un trasformatore elevatore con un rapporto non eccessivo (da 20 a 50) e non è necessaria la suddivisione di esso in due.

Talora, allo scopo di alleggerire la bobina mobile e per occupare nel miglior modo lo spazio del traferro, l'avvolgimento è effettuato con sottilissima piattina di alluminio avvolta a più strati.

La fedeltà di riproduzione di un microfono a bobina mobile dipende molto dalla sua costruzione. Con particolari accorgimenti si possono ottenere curve di fedeltà molto buone. Tali accorgimenti consistono sopratutto nel rendere leggero, ben smorzato e convenientemente rigido il sistema mobile. Talora anche nel ricavare, nella stessa struttura del microfono, uno o più risuonatori acustici per innalzare la risposta alle frequenze basse. Uno di tali risuonatori è costituito dalla camera anulare compresa fra il nucleo e il magnete che è messa in comunicazione con l'esterno me-

diante un tubicino di diametro e lunghezza opportuni in modo da ottenere una frequenza di risonanza conveniente per alzare la risposta del microfono ove essa è più bassa. Con tali accorgimenti si possono ottenere caratteristiche di frequenza comprese entro $\pm$ 4 dB fra 50 $\div$ 10.000 Hz.

La sensibilità di un microfono a bobina mobile è dell'ordine di 5 $\div$ 15 mV/bar sulla griglia del primo tubo.

159. - Microfoni a condensatore.

Una membrana di duralluminio tesa a brevissima distanza da un altro elettrodo piano costituisce, assieme a questo elettrodo, un condensatore in cui la capacità è variabile perchè, nelle sue vibrazioni, la membrana si avvicina o si allontana all'elettrodo fisso. Se tale condensatore si include

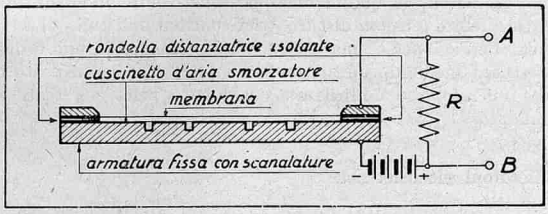


FIG. 195.
Microfono a condensatore.

in un circuito com'è indicato in fig. 195, ad ogni variazione di capacità si ha una variazione della sua carica elettrica e perciò una corrente nel circuito che determina, attraverso alla resistenza R, le cadute di tensione utili. Per ottenere tensioni sufficientemente elevate occorre che, percentualmente, le variazioni di capacità provocate dalla vibrazione della membrana siano importanti rispetto alla capacità complessiva del microfono (compresa quella della linea di collegamento). Perciò, onde raggiungere una sensibilità sufficiente, occorre ridurre la distanza fra la membrana (che come s'è detto è del tipo teso a frequenza di risonanza molto elevata, talora maggiore di 10.000 Hz), e l'elettrodo fisso, a pochi centesimi di mm ($\sim$ 5).

Il cuscinetto d'aria che rimane fra i due elettrodi determina, in queste condizioni, uno smorzamento eccessivo che riduce la sensibilità del microfono. Ciò viene evitato praticando nell'elettrodo fisso solchi o scanalature

che vanno convenientemente dimensionati onde raggiungere il migliore compromesso fra sensibilità e smorzamento.

La sensibilità di un microfono a condensatore alimentato con una tensione di circa 200 V e con una resistenza di carico R (v. fig. 195) dell'ordine di 0,5 M Ω, è simile a quella di un microfono a nastro, forse generalmente un po' inferiore cioè dell'ordine di 1 mV/bar.

La caratteristica di frequenza può essere contenuta entro ± 4 dB fra 50 e 10.000 Hz.

Questo tipo di microfono esce già con impedenza elevata, adatta per il circuito d'ingresso di un tubo, senza l'impiego di un trasformatore elevatore come succede per gli altri tipi. Infatti esso ha una capacità dell'ordine di 200 ÷ 500 pF. Tuttavia anche questo microfono, ancor più di quello a nastro, teme la presenza di una linea abbastanza lunga fra esso e l'amplificatore, sia per l'aumento della parte fissa della capacità del microfono, sia perchè in questa linea possono venire indotte, sopratutto elettrostaticamente, tensioni disturbatrici confrontabili con quelle in gioco nella linea. Perciò spesso una prima amplificazione, ad uno o due stadi, viene effettuata mediante un adatto *preamplificatore*, predisposto in prossimità del microfono o addirittura conglobato nella sua scatola, o nel suo basamento.

160. - Microfoni piezoelettrici.

Se si accoppiano come è indicato in fig. 196 due sistemi simili a quelli descritti nel paragrafo 155 e illustrati dalla fig. 188, si ottiene un semplice ma ottimo microfono piezoelettrico. Le piastrine possono avere la superficie di circa 1 o 2 cm² e lo spessore di circa 0,2 mm ciascuna. Esse stesse funzionano da membrana acustica e, sotto l'azione delle pressioni sonore, si inflettono causando sulle armature le tensioni piezoelettriche. Lo strato d'aria compreso fra le due piastrine doppie determina la frequenza di risonanza del sistema. Tale cuscinetto d'aria deve essere abbastanza piccolo onde ottenere una frequenza di risonanza superiore alle frequenze acustiche utili così da garantire una elevata fedeltà, ma non troppo piccolo da causare una eccessiva riduzione della sensibilità. Perciò la distanza fra i due sistemi è dell'ordine di 0,5 mm.

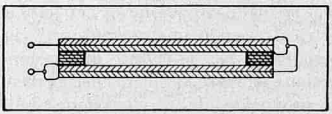


FIG. 196. - Microfono piezoelettrico, tipo a fonocella.

Un microfono di questo genere, chiamato anche *fonocella*, presenta molti pregi ma ha scarsa sensibilità, dell'ordine di 0,5 mV/bar. Per aumentarla si usano spesso contemporaneamente più fonocelle riunite in un certo numero di gruppi, ciascuno dei quali formati da alcune fonocelle in serie fra loro allo scopo di aumentare la f. e. m. prodotta. I gruppi così formati vengono poi connessi in parallelo per evitare che la capacità complessiva del microfono risulti troppo ridotta. Si ottengono in questo modo sensibilità dell'ordine di 2 ÷ 3 mV/bar pur conservando al microfono dimensioni assai limitate. Tali microfoni possono avere una caratteristica di frequenza lineare a meno di ± 2 dB fra 30 e 10.000 Hz.

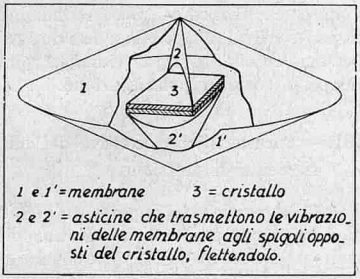


FIG. 187.
Struttura di un microfono piezoelettrico a doppia membrana.

Per ottenere una sensibilità ancora più elevata fino a 8 ÷ 10 mV/bar si costruiscono microfoni con membrana distinta dalla laminetta sensibile che, come al solito, è costruita come quella illustrata dalla figura 188. Le vibrazioni della membrana vengono trasmesse, mediante un'opportuna ancoretta, al centro del cristallo sensibile. Altre volte le vibrazioni vengono impresse agli spigoli opposti del sistema sensibile come è illustrato in fig. 197. Questa figura mostra schematicamente a titolo di esempio la struttura di una capsula microfonica con membrana a doppio cono. I vertici dei due coni vibrano in opposizione di fase rispetto alla circonferenza di base comune, lungo la quale il microfono è fissato alla custodia e alla struttura di supporto. Le ancorette 2 e 2′ che trasmettono le vibrazioni ai vertici opposti della laminetta la inflettono determinando così le tensioni utili.

L'aumento di sensibilità in questi ultimi microfoni è dovuto alla molto maggiore superficie della membrana, però la fedeltà rimane peggiorata perchè entrano in giuoco fenomeni disturbatori dovuti alle risonanze proprie della membrana e delle ancorette. Perciò con i microfoni piezoelettrici a membrana, difficilmente si riesce ad ottenere una caratteristica di frequenza che scarti meno di ± 5 dB dalla linearità.

Il microfono piezoelettrico presenta generalmente una capacità di 1000 ÷ 3000 pF. Pertanto, come per il microfono a condensatore è da evi-

tare una lunga linea di collegamento all'amplificatore. Tuttavia, nel caso del microfono piezoelettrico l'effetto della linea è meno dannoso sia per la maggiore capacità interna del microfono (per cui la capacità della linea risulta una percentuale più piccola della capacità totale) sia per la sua maggiore sensibilità (per cui le tensioni disturbatrici indotte elettrostaticamente nella linea risulteranno relativamente piccole rispetto alle tensioni utili).

La connessione all'ingresso dell'amplificatore non richiede nè traslatore di adattamento, nè tensione di polarizzazione continua come per il microfono a condensatore. Occorre solamente connettere una armatura al catodo e l'altra alla griglia e derivare su di esso una resistenza di $1 \div 2$ MΩ per evitare che la griglia rimanga isolata. Lungo tale resistenza la griglia riceve la corretta polarizzazione.

161. - Caratteristiche direttive dei microfoni. Microfoni a pressione e a gradiente di pressione.

Un altro aspetto importante della trasformazione di energia acustico-meccanica operata dalle membrane vibranti è l'*effetto direttivo*. Esso può manifestarsi in maniera più o meno accentuata in dipendenza di molteplici fattori, i principali dei quali sono:

1) la condizione che la membrana sia sottoposta alle pressioni sonore su una sola o su ambedue le sue faccie;

2) le dimensioni del trasduttore (compresa la scatola di custodia e il supporto) riferite alla lunghezza d'onda del suono considerato, nonchè la forma stessa del trasduttore;

3) le dimensioni della membrana, sempre riferite alla lunghezza d'onda del suono considerato.

Quando la membrana ha una sola faccia esposta all'azione del campo sonoro, mentre l'altra ne è sottratta, il microfono teoricamente non presenta alcuna direttività. Infatti in tal caso la membrana risulta sensibile alla pressione sonora la quale in ogni punto è uguale in tutte le direzioni, quindi il *microfono* chiamasi *a pressione*. In tal caso il diagramma polare che rappresenta l'efficacia del microfono nelle varie direzioni è una circonferenza come è rappresentato in fig. 198.

In pratica il diagramma suddetto non è rigorosamente circolare perchè le dimensioni del microfono non sono trascurabili rispetto alla

lunghezza delle onde dei suoni a frequenza elevata. Allora il microfono con la sua presenza altera la distribuzione del campo sonoro.

Per comprendere il fenomeno si pensi ad uno scoglio in mezzo al mare. Esso, investito dalle onde principali, causa onde riflesse. Queste equivalgono appunto ad una alterazione della distribuzione delle pressioni; più precisamente si ha un aumento di pressione sulla fronte colpita dall'onda e una diminuzione di pressione sulla fronte retrostante. L'effetto diviene trascurabile se le dimensioni dello scoglio sono molto piccole rispetto alla lunghezza dell'onda.

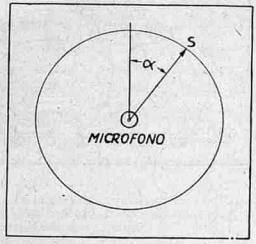


FIG. 198.
Diagramma polare di direttività di un microfono a pressione di dimensioni molto piccole.

Analogamente succede nel caso del microfono. Poichè ad un aumento di pressione equivale un aumento di sensibilità e viceversa, ne risulta un effetto direttivo per il quale si ha la massima sensibilità allorchè l'onda sonora colpisce normalmente la membrana e la minima sensibilità allorchè l'onda sonora proviene in direzione opposta in maniera da investire il microfono dalla parte retrostante. Tale effetto direttivo si manifesta però solo per frequenze piuttosto elevate e cresce al crescere della frequenza, come è illustrato dall'andamento delle caratteristiche riportate in fig. 199. Esse si riferiscono ad un unico microfono investito dall'onda sonora proveniente da direzioni diversamente inclinate rispetto al suo asse. A tali caratteristiche di frequenza corrispondono i diagrammi polari di direttività riportati in fig. 200.

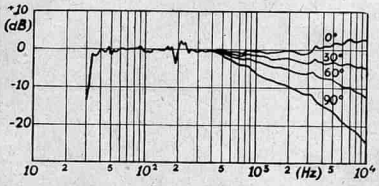


FIG. 199.
Caratteristiche di un microfono a pressione per diverse direzioni di provenienza del suono . . . . .

Questo comportamento è naturalmente svantaggioso perchè risulta in tal modo peggiorata la caratteristica di frequenza del microfono per i suoni provenienti da direzioni inclinate rispetto al suo asse. Pertanto allorchè si richiede un effetto direttivo (per es. per raccogliere solamente i suoni provenienti da una determinata direzione) è desiderabile che il diagramma di direttività sia indipendente dalla frequenza del suono considerato.

La modificazione della distribuzione delle pressioni dovuta alle dimensioni non trascurabili del microfono di fronte alla lunghezza d'onda considerata, è stata teoricamente calcolata per alcune forme esterne semplici del microfono (sfera, cubo, ecc.). È possibile pertanto tenerne conto nelle misure che devono essere effettuate con microfoni di tali forme (preferibilmente sferici). Il mezzo più efficace per ridurre al minimo tale effetto è ovviamente quello di costruire il microfono quanto più piccolo è possibile.

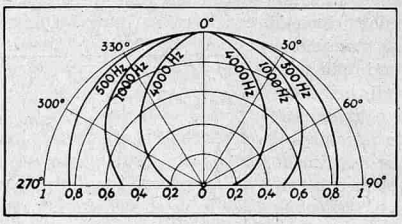


FIG. 200.
..... e corrispondente modificazione dei diagrammi di direttività dovuti agli effetti di riflessioni delle onde sonore causati dalla massa del microfono.

Quando invece il microfono ha ambedue le facce sottoposte alla pressione acustica l'effetto complessivo dipende ovviamente dalla differenza delle due pressioni, cioè dalla variazione di pressione che si determina in conseguenza della diversità dei percorsi compiuti dall'onda sonora per giungere sulle due facce opposte. Perciò il *microfono* è chiamato *a gradiente di pressione* [12] od anche *a velocità*.

Anche in questo caso si manifesta un effetto direttivo. Infatti, se, rispetto alla membrana MN (fig. 201), il suono proviene da A (oppure da C) si ha il massimo effetto perchè vi è la massima differenza fra i percorsi AP ed AQ (oppure CQ e CP) che il suono deve compiere per giungere ai due punti P e Q fra loro coincidenti ma disposti sulle facce opposte della

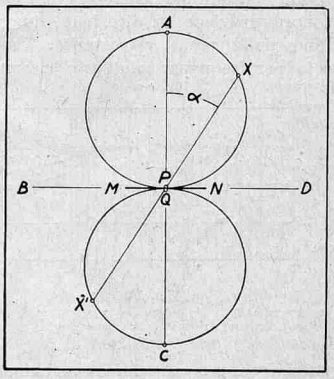


FIG. 201.
Diagramma teorico di direttività di un microfono a gradiente di pressione.

[12] Chiamasi gradiente di una grandezza la sua derivata rispetto ad una direzione prestabilita. Nel caso presente il gradiente di pressione è la variazione della pressione nell'unità di lunghezza (piccola rispetto a λ) nella direzione di propagazione dell'onda sonora.

membrana. Occorre però che la dimensione MN della membrana sia piccola rispetto alla lunghezza d'onda, altrimenti se, per es., la differenza dei percorsi è di una intera lunghezza d'onda le pressioni in P e Q risultano uguali con effetto nullo. Pertanto l'effetto direttivo torna a risultare funzione della lunghezza d'onda ossia della frequenza considerata. Se invece il suono proviene da B o da D i percorsi compiuti dal suono per giungere nei punti P e Q sono sempre uguali e perciò l'effetto è sempre nullo. Per una direzione intermedia, formante l'angolo α con l'asse PA l'effetto è intermedio e proporzionale a $\cos \alpha$. Pertanto rappresentando con il vettore PA l'effetto ottenuto in questa direzione, quello ottenuto nella direzione generica PX è misurato dal vettore PX limitato sull'asse uscente da P (o da Q) da una delle due circonferenze segnate in fig. 201. Infatti si ha in ogni caso:

$$PX = PA \cos \alpha \; ; \qquad [7]$$

pertanto tali circonferenze rappresentano il diagramma polare di direttività del microfono. Si noti che vettori opposti come PA e QC oppure PX e QX' sono uguali ma di segno opposto, il che fisicamente corrisponde al fatto che le eccitazioni provenienti da punti opposti come A e C oppure X ed X' determinano sulla membrana effetti uguali ma in *opposizione di fase*. In altre parole la [7] vale pienamente anche in segno.

Si è già detto che per ottenere l'effetto direttivo caratterizzato dal diagramma polare della fig. 201 occorre che la membrana abbia dimensioni piccole rispetto alla lunghezza d'onda. Se così non è, il microfono tende a comportarsi come un microfono a pressione invece che come un microfono a gradiente di pressione. Altrettanto deve dirsi se attorno alla membrana vi è uno schermo che non consenta alle pressioni acustiche di trasferirsi sulla superficie posteriore della membrana, se non aggirando lo schermo medesimo.

Poichè le proprietà direttive di un microfono non dipendono dal suo principio di funzionamento bensì solo dal comportamento della sua membrana e dalle sue dimensioni, ogni principio di funzionamento consente di attuare sia il tipo di microfono a pressione sia quello a gradiente di pressione. Tuttavia i microfoni a carbone, per es., si prestano meglio per l'attuazione del tipo a pressione. Il tipo a semplice e doppia capsula potrebbe consentire la costruzione anche di un microfono a gradiente di pressione, sebbene ciò generalmente non si faccia; il tipo a corrente trasversa non consente che l'attuazione del microfono a pressione.

Viceversa il microfono a nastro è tipicamente adatto per ottenere la caratteristica direttiva del tipo ad otto rappresentata in fig. 201. Allo

scopo, per mettersi nelle migliori condizioni, è necessario evitare che le espansioni polari del magnete facciano da schermo acustico. Pertanto occorre che la fessura fra nastro ed espansioni polari sia grande (limitatamente con le esigenze del circuito magnetico che deve consentire la creazione di un campo magnetico intenso). Inoltre è opportuno traforare le espansioni polari. Ciò richiede l'impiego, per la costruzione di esse, di materiali magnetici di grande permeabilità. Anche il microfono a nastro può essere facilmente ridotto del tipo a pressione limitando la fessura fra nastro ed espansioni polari e chiudendo la parte posteriore del microfono. Ciò si fa abbastanza di sovente.

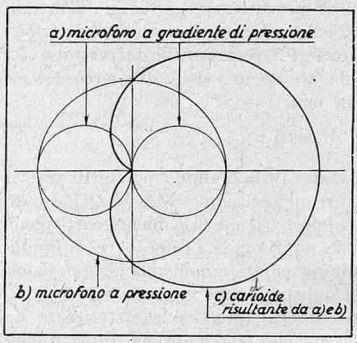


Fig. 202.
Diagramma teorico di direttività risultante dalla combinazione di due microfoni, uno a pressione l'altro a gradiente di pressione, di uguale sensibilità.

I microfoni elettrodinamici ed a condensatore sono generalmente a pressione, però specialmente il secondo può essere facilmente trasformato a gradiente di pressione. Basta infatti praticare un conveniente numero di fori di adatta dimensione sulla piastra fissa in modo che tutte e due le facce della membrana siano sottoposte alla pressione sonora. In pratica i microfoni a condensatore a gradiente di pressione hanno due armature fisse, ambedue traforate, fra le quali vi è la membrana. Naturalmente una sola delle armature fisse è connessa al circuito, altrimenti le variazioni di capacità risulterebbero minori. L'altra armatura serve unicamente per rendere simmetrico l'effetto della pressione acustica sulle due facce della membrana.

La fonocella piezoelettrica è ovviamente un microfono a gradiente di pressione. Comunque il principio piezoelettrico si presta ugualmente bene per l'attuazione di microfoni di ambedue i tipi. Anzi sotto questo riguardo i microfoni piezo-elettrici presentano il vataggio di consentire considerevoli riduzioni delle dimensioni complessive, ciò che, come s'è visto, rende le caratteristiche di direttività più indipendenti dalla frequenza.

Infine la combinazione di due microfoni (generalmente in un'unica unità), uno del tipo a pressione l'altro del tipo a gradiente di pressione di

uguale sensibilità massima consente di ottenere un microfono unidirezionale invece che bidirezionale come è il microfono a gradiente di pressione. Ciò perchè in una delle due direzioni favorite dal microfono a gradiente di pressione i suoi effetti si sommano con quelli del microfono a pressione e risultano perciò doppi; nell'altra invece, poichè l'effetto sul microfono a gradiente di pressione è, come s'è detto, in opposizione di fase, gli effetti dei due microfoni (cioè le f. e. m. da essi generate) si sottraggono e perciò l'effetto totale è nullo. La fig. 202 illustra il fenomeno e riporta, con linea più marcata, il diagramma teorico complessivo del microfono composto. Tale diagramma e una cardioide.

I microfoni unidirezionali e bidirezionali trovano impiego in molte applicazioni in cui risulta utile o addirittura necessario selezionare i suoni che provengono al microfono. Così avviene negli impianti per il rinforzo dei suoni allo scopo di ridurre l'effetto dell'altoparlante sul microfono presente nella stessa sala, quando si desideri raccogliere specialmente il suono di un determinato cantante mentre i suoni provenienti dall'orchestra sono raccolti da altri microfoni, nella trasmissione di suoni da ambienti rumorosi, ecc.

162. - Altoparlanti elettrodinamici.

Essi sono attuati in maniera del tutto simile ai microfoni a bobina mobile il cui principio di funzionamento è evidentemente reversibile. Infatti se i conduttori della bobina mobile sono percorsi da una corrente di valore istantaneo i essa è complessivamente sollecitata da una forza istantanea $f = B \cdot \pi dn \cdot i$, ove essendo d il diametro ed n il numero delle spire della bobina mobile, πdn è la lunghezza complessiva del conduttore.

Le differenze costruttive esistenti fra microfono e altoparlante elettrodinamico sono dovute unicamente alle diverse funzioni dei due trasduttori. In primo luogo occorre ricordare quanto è stato detto al paragrafo 153 e cioè che, essendo molto diverse le potenze in gioco sulla membrana nei due casi, il dimensionamento delle varie parti deve essere proporzionato a tali potenze.

In particolare la membrana degli altoparlanti è generalmente assai più grande e in tal caso costituita per lo più da un *cono* di cartoncino o meglio di un adatto impasto di cellulosa. La forma a cono conferisce alla membrana una notevole rigidezza onde ottenere che le vibrazioni di ciascun elemento della membrana risultino, per quanto possibile, in fase fra loro.

Come è illustrato dalla fig. 203 tale membrana, che in realtà per gli altoparlanti a bobina mobile ha forma di tronco di cono, è incollata per la sua base minore alla bobina mobile. Tutto questo sistema vibrante è fissato all'incastellatura sia mediante un centratore, anch'esso incollato lungo il contorno della base minore della membrana, sia lungo il bordo esterno del cono che generalmente, per permettere gli spostamenti assiali, è ondulato (v. fig. 203). La membrana viene spesso verniciata, particolarmente verso il centro, sia per ridurre al minimo l'igroscopicità che potrebbe portare a pericolose deformazioni, sia per aumentare la rigidezza. Si evita invece di verniciare bordo esterno appunto per ottenere una sospensione più floscia e più smorzata. Qualche volta questo bordo esterno viene anche riportato, in pelle scamosciata o in feltro sottile.

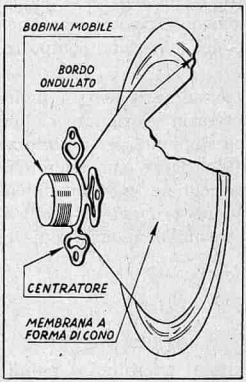


FIG. 203.
Bobina mobile, centratore e membrana a cono di un altoparlante elettrodinamico. Il cono è in parte sezionato per mostrare il bordo ondulato che permette il fissaggio esterno di esso senza impedirne gli spostamenti assiali.

Il centratore, che ha l'importante ufficio di mantenere la bobina mobile ben centrata nel sottile traferro, può essere interno al cono oppure esterno (v. fig. 204). Quello interno (fig. 204 *a*), con le membrane a cono risulta più comodo perchè esso si fissa con una sola vite centrale facilmente accessibile, mentre quello esterno (v. fig. 203 e 204 *b*) pur essendo più scomodo perchè richiede per il fissaggio 2, 3 o 4 viti che si trovano generalmente in posizione meno accessibile, permette viceversa spostamenti assiali maggiori.

Talora si impiegano, anche per gli altoparlanti, membrane uguali a quella illustrata in fig. 194 per il microfono, cioè formate da una « cupoletta » di duralluminio che copre la bobina mobile. Onde ottenere da una così piccola membrana la produzione di un grande volume di suono, è necessario aumentare su di essa il carico dell'aria, ciò che può essere ottenuto con una *tromba acustica*. La forma più conveniente, per il profilo di tale tromba è quella *esponenziale*. Si ottiene così un rendimento acustico molto più elevato perchè il carico complessivo esercitato dall'aria sulla membrana viene grandemente aumentato senza aumentare la massa del sistema vibrante. Ciò equivale ad aumentare la potenza attiva utile senza aumentare la potenza reattiva che, in un altoparlante a cono, data la

grande massa del sistema vibrante a confronto di quella dell'aria eccitata, costituisce la parte più importante. Tuttavia l'altoparlante a tromba non è molto impiegato perchè, se si vuole che l'aumento di carico si manifesti anche per le frequenze acustiche più ridotte, la tromba deve assumere dimensioni molto rilevanti e spesso inaccettabili per ragioni di praticità. Infatti la tromba mantiene la sua efficacia fino all'incirca per quelle note la cui lunghezza d'onda non superi la lunghezza della tromba; così allora

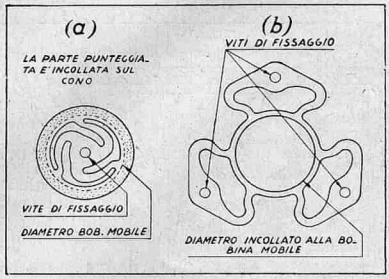


FIG. 204.
Centratori per la bobina mobile: *a* centratore interno; *b* centratore esterno.

per riprodurre bene le note fino a circa 60 Hz occorrerebbe una tromba lunga circa 6 metri. L'altoparlante a tromba è inoltre notevolmente direzionale specialmente per le note più acute.

Un'altra differenza costruttiva dell'altoparlante rispetto al microfono risiede nel fatto che in questo il campo magnetico viene spesso ottenuto mediante un conveniente avvolgimento predisposto attorno al nucleo centrale come è illustrato nella fig. 205. Si ottiene così un'intensità del campo molto più elevata. Questo avvolgimento viene generalmente inserito nel circuito di spianamento del raddrizzatore il quale provvede, in tal maniera, oltre all'alimentazione della corrente necessaria per l'apparecchiatura, anche all'eccitazione del campo dell'altoparlante. Nello stesso tempo si utilizza tale bobina come induttanza per lo spianamento. Le eventuali piccole pulsazioni della corrente non dànno generalmente noia particolarmente se il circuito magnetico è molto magnetizzato in modo da funzionare in un punto della caratteristica di magnetizzazione del ferro prossimo alla saturazione. In queste condizioni infatti il campo varia poco al variare della corrente.

Affinchè la corrente richiesta dall'apparecchiatura, la quale nei normali ricevitori che impiegano questo sistema varia all'incirca fra 30 ÷ 100 mA, determini un campo sufficientemente intenso, occorre che l'avvolgimento sia proporzionato a tale corrente in modo da ottenere un adatto valore delle ampere-spire. Aumentando la corrente, per un certo tipo di altoparlante avente un determinato circuito magnetico, il numero di spire può diminuire ma contemporaneamente la sezione del filo dovrà essere aumentata in modo da mantenere praticamente inalterato il volume del-

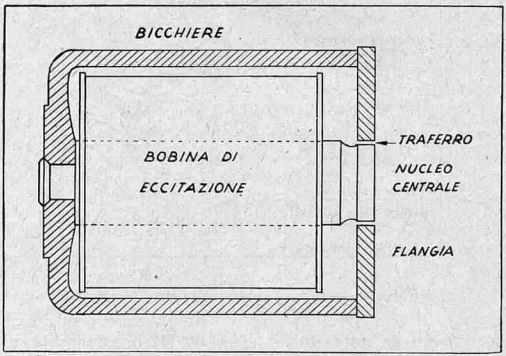


FIG. 205.
Circuito magnetico eccitato da una corrente continua, per altoparlante elettrodinamico.

l'avvolgimento. In caso contrario il riscaldamento dovuto all'effetto Joule può diventare eccessivo. La potenza richiesta per l'eccitazione del campo [13] di un altoparlante eccitato in serie varia fra circa 3 e 10 watt. Per gli altoparlanti che richiedono una potenza maggiore, l'eccitazione si ricava in derivazione sull'alimentatore o addirittura impiegando un alimentatore separato.

Oggidì che i magneti permanenti, con l'introduzione delle leghe di ferro al nichel-alluminio e al nichel-alluminio-cobalto, sono stati notevolmente perfezionati e permettono di ottenere campi sufficientemente in-

[13] Si noti che tale potenza va tutta dissipata per effetto Joule. Per mantenere un campo magnetico non si spende energia com'è provato dal fatto che esso può essere mantenuto anche da un magnete permanente.

tensi e molto duraturi con piccolo volume e piccolo peso, gli altoparlanti a magnete permanente vanno prendendo molto sviluppo, sopratutto per le piccole e medie potenze. In essi il circuito magnetico, a parte le dimensioni generalmente un po' maggiori, è identico a quello di fig. 194.

Poichè, come s'è detto, la forza istantanea che sollecita la bobina mobile di un altoparlante è: $B \cdot \pi dn \cdot i$ e la f. e. m. generata da un microfono è: $B \cdot \pi dn \cdot v$, potrebbe apparire conveniente, sia nell'altoparlante, sia nel microfono, rendere molto grande il numero delle spire. In realtà invece in prima approssimazione sia la *potenza elettrica* fornita dal microfono, sia la *potenza meccanica* fornita dall'altoparlante (trasformazioni elettromeccanica e viceversa), dipendono dal volume complessivo del rame disposto nel traferro. Tale volume non può essere molto aumentato per limitazione di spazio e per non aumentare eccessivamente la massa della bobina mobile a confronto di quella della membrana. Lo studio del proporzionamento della massa dei conduttori e la suddivisione di essa in poche o molte spire è assai complesso e fornisce risultati incerti [14].

---

[14] Occorre infatti pensare che la forza $f = B \cdot \pi dn \cdot i$ agente sulla bobina mobile di altoparlante non va a vincere unicamente la resistenza del mezzo (aria) e cioè a compiere un lavoro utile bensì a vincere anche la forza di inerzia dovuta alla massa del sistema vibrante e la forza dovuta alla reazione elastica del centratore e del bordo esterno del cono che hanno l'ufficio di richiamare il sistema vibrante nella sua posizione di riposo. Perciò se si vuole scrivere l'equazione che definisce il moto vibratorio in regime di oscillazioni forzate di un cono d'altoparlante, si giunge ad una equazione del tipo:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r_a \frac{dx}{dt} + \frac{1}{c} x = B \cdot \pi dn \cdot i$$

ove: x = spostamento; r_a = resistenza acustica del mezzo + resistenza meccanica dovuta ad attriti di vario genere; c = *cedevolezza* del centratore e del bordo del cono.

L'equazione sopra scritta risulta analoga a quella di un circuito oscillatorio in regime di oscillazioni forzate; si può quindi istituire una dualità in cui i termini duali sono elencati nella tabella seguente:

Sistema meccanico vibrante	Circuito elettrico oscillatorio
m (massa del sistema)	L (induttanza)
r_a (resistenza acustica e meccanica)	R (resistenza elettrica)
c (cedevolezza elastica)	C (capacità)
x (spostamenti dalla posizione di riposo)	q (carica elettrica)
v (velocità del sistema vibrante)	i (corrente)
f (forza agente = $B\pi \cdot d\, n \cdot i$ nel caso di un altoparlante elettrodinamico)	v (tensione agente)

Si noti che, mentre r_a, come R nel circuito elettrico, dà origine a fenomeni dissipativi di energia (la quale va in parte spesa per produrre il campo sonoro) m e c dànno origine, come i corrispondenti L e C, a fenomeni conservativi d'ernegia. Infatti l'energia spesa per accelerare la massa vien poi restituita sotto forma di energia d'inerzia e così avviene per l'energia spesa per vincere le reazioni elastiche.

Segue nota 14 a pag. 302.

Comunque possiamo dire che per ottenere la massima potenza acustica è solo se fossero verificate le ipotesi semplificative ammesse per sviluppare il calcolo, la massa del rame dovrebbe essere uguale a quella della membrana. In pratica invece la massa del rame è tenuta notevolmente minore di quella della membrana; ciò sopratutto perchè al crescere della frequenza la zona che partecipa interamente alla vibrazione va restringendosi ossia limitandosi alla parte centrale del cono cosicchè al crescere della frequenza la massa vibrante va diminuendo notevolmente.

Per quanto riguarda la suddivisione della massa complessiva di rame in poche o molte spire si ha che nei microfoni è utile avere molte spire perchè

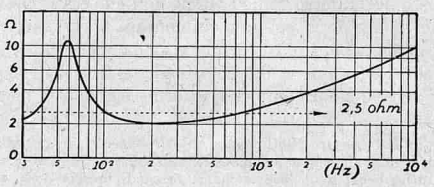


FIG. 206.
Andamento della impedenza della bobina mobile di un altoparlante in funzione della frequenza.

aumentando in tal modo l'impedenza interna si richiede un traslatore di adattamento con un rapporto di trasformazione assai minore. Per gli altoparlanti invece la cosa ha minore importanza anche perchè mentre l'impedenza d'ingresso di un amplificatore, a cui bisogna adattare quella di un microfono, è di 100.000 ÷ 500.000 Ω, quella d'uscita a cui bisogna adattare l'altoparlante è solo di 3000 ÷ 8000 Ω. Perciò in pratica negli altoparlanti le bobine sono costituite di due strati di filo di rame che hanno una resistenza complessiva generalmente compresa fra 2 e 10 o 15 ohm.

Talora, in alcuni impianti adatti per comunicazioni interne ed in altri casi riesce opportuno utilizzare la reversibilità del principio elettrodinamico in modo che l'altoparlante (con membrana di dimensioni piuttosto ridotte) viene utilizzato anche come microfono. In tal caso riesce oppor-

---

In conseguenza di questa dualità si è cercato di trasferire nel campo elettrico lo studio del comportamento dei sistemi vibranti istituendo dei circuiti equivalenti. Tuttavia finora il metodo ha dato risultati concreti piuttosto scarsi per la difficoltà di valutare e misurare le varie grandezze del sistema vibrante e sopratutto perchè esse sono variamente distribuite e non concretate ed inoltre la loro distribuzione è funzione della frequenza considerata.

tuno suddividere l'avvolgimento della bobina mobile in 4 o 6 strati così da ottenere impedenze piuttosto elevate (30 ÷ 100 ohm).

Il calcolo del rapporto di trasformazione del traslatore di adattamento si effettua al solito con la [6] ricordando che l'impedenza di lavoro di uno stadio finale è generalmente compresa fra 3000 e 8000 ohm. In realtà occorrerebbe tener presente che l'impedenza della bobina mobile è variabile al variare della frequenza; essa raggiunge un massimo in corrispondenza della frequenza di risonanza del sistema vibrante (bobina mobile e membrana) che per gli altoparlanti a cono è generalmente compresa fra 50 e 200 Hz, poi scende e rimane quasi costante e prossima ad un valore assai poco più grande della resistenza ohmica fino a 800 ÷ 1000 Hz, infine cresce al crescere della frequenza con legge quasi lineare. In fig. 206 è indicato l'andamento della impedenza di una bobina mobile avente una resistenza ohmica di 2 Ω e per la quale può essere scelto, per usare nel calcolo del rapporto del trasformatore, il valore di 2,5 Ω.

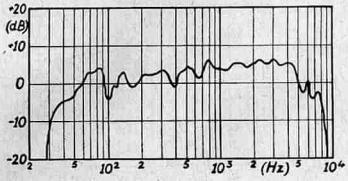


FIG. 207.
Caratteristica di frequenza di un buon altoparlante elettrodinamico.

Le variazioni dell'impedenza dell'altoparlante introducono distorsioni di frequenza generalmente non molto gravi a confronto di quelle dovute alla imperfezione delle vibrazioni della membrana. Tali distorsioni sono limitate particolarmente se la resistenza interna dello stadio finale è piccola a confronto della resistenza di carico offerta dall'altoparlante sul primario del suo trasformatore ([15]). Infatti in queste condizioni in primo luogo la bobina mobile risulta chiusa su un circuito a piccola resistenza; si ha perciò su di essa un forte ammortimento elettromagnetico che riduce assai e talora annulla l'effetto della risonanza meccanica del sistema vibrante; in secondo luogo, come mostra il grafico di fig. 77 al paragrafo 64, allorquando $R > R_a$ l'amplificazione e quindi anche la potenza d'uscita variano assai poco al crescere di R.

La figura 207 mostra la caratteristica di frequenza di un buon altoparlante elettrodinamico. In ordinate sono portati i livelli delle pressioni acustiche prodotte dall'altoparlante riferiti alla pressione media.

([15]) Perciò sono da preferirsi gli stadi finali a triodi di quelli a pentodi; oggi però la resistenza interna di uno stadio finale a pentodi può essere grandemente ridotta con l'uso della controreazione (v. vol. II).

163. - Altoparlanti elettromagnetici.

Con questo nome vengono chiamati tutti quei tipi di altoparlante nei quali l'elemento mobile è costituito da una parte di ferro dolce. Il tipo più semplice è rappresentato da un comune ricevitore telefonico in cui, com'è noto, un piccolo magnete permanente circondato da un avvolgimento percorso dalle correnti foniche, esercita un'attrazione pulsante su una membrana circolare di ferro.

Per ottenere un altoparlante, ossia un dispositivo che, in luogo di eccitare un volume d'aria molto piccolo quale la cavità fra il padiglione del ricevitore telefonico e l'orecchio, deve produrre un sufficiente campo sonoro in uno spazio molto più grande, occorre aumentare il carico esercitato dall'aria sulla membrana di dimensioni relativamente ridotta, mediante una tromba acustica. Questo tipo di altoparlante però non è più usato perchè produce notevoli distorsioni di non linearità dovute sia alla forza costante cui è sollecitata la membrana anche in condizioni di riposo, sia al fatto che gli incrementi positivi e negativi della magnetizzazione dovuti alle correnti foniche diventano spesso confrontabili con la magnetizzazione permanente del magnete. Ciò introduce una distorsione di non linearità soprattutto di seconda armonica. Infine dato il tipo di membrana si ha anche una forte distorsione di frequenza come risulta dalla curva 1 di fig. 208.

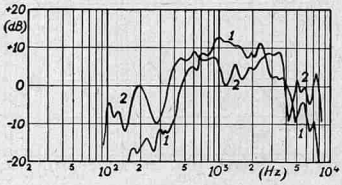


FIG. 208.
Caratteristiche di altoparlanti elettromagnetici. Curva 1: altoparlante non bilanciato; curva 2: altoparlante bilanciato.

L'altoparlante elettromagnetico è stato notevolmente migliorato con l'introduzione dei sistemi simmetrici costruiti generalmente secondo lo schema di fig. 209. In esso un'ancora di ferro dolce (ha molta importanza che la sua magnetizzazione permanente sia ridottissima) è imperniata al suo centro, oppure ad una estremità, e disposta fra 4 espansioni polari come è indicato in fig. 209. Nella sua posizione di riposo se il circuito magnetico è ben simmetrico l'ancora non è sottoposta a nessun flusso longitudinale e non è sollecitata da nessuna forza; tuttavia occorre sempre la presenza di una azione antagonista che le impedisca di andare ad adagiarsi su l'uno o l'altro polo dato che la sua posizione di equilibrio è instabile. Tale forza antagonista è ottenuta in fig. 209 mediante una

striscietta di gomma elastica fermata alle estremità e attraversata al centro da una estremità dell'ancora mobile. L'altro estremo di questa è connesso, in maniera per quanto possibile rigida e leggera, alla membrana vibrante che può essere conica.

Un rocchetto fisso (nel caso della fig. 209 diviso in due per lasciare posto al perno) percorso dalle correnti foniche provvede a magnetizzare alternativamente l'ancoretta che viene così sollecitata a vibrare. Se le correnti percorrono il rocchetto in modo da produrre un polo nord all'estremità superiore dell'ancoretta questa si sposta verso destra e viceversa.

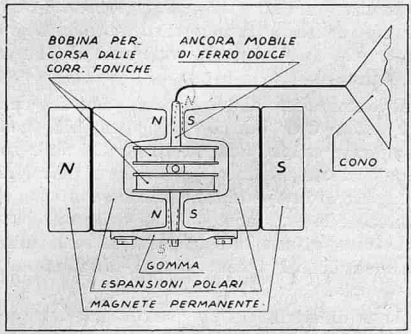


FIG. 209.
Motore di un altoparlante elettromagnetico bilanciato a quattro poli.

Anche questo tipo di altoparlante produce notevoli distorsioni di non linearità e di frequenza. Ha molta importanza che i flussi delle due coppie di espansioni polari siano uguali. Alle frequenze acustiche più ridotte per le quali l'ampiezza delle vibrazioni è, a parità di potenza, maggiore, le escursioni sono limitate dalle dimensioni del traferro. Aumentando il traferro si diminuisce la sensibilità. Causa di notevoli distorsioni è anche il collegamento fra ancora e membrana. Tuttavia la caratteristica di frequenza risulta nettamente migliore di quella dell'altoparlante non bilanciato come si nota dall'esame della curva 2 di fig. 208 che si riferisce appunto ad un tale tipo di altoparlante.

Questo tipo di altoparlante, che ormai è raramente impiegato, si costruisce con una impedenza già sufficientemente elevata per essere direttamente collegato allo stadio finale senza traslatore. Il valore di tale impedenza è generalmente di circa 4000 Ω.

164. - Schermi acustici e direttività degli altoparlanti.

Il cono di un altoparlante eccita il mezzo (l'aria) con ambedue le sue facce le quali agiscono ovviamente in opposizione di fase tra loro. Infatti nel medesimo istante in cui il cono sulla sua fronte determina una *pressione*, determina invece una *depressione* sulla sua faccia posteriore. Se al bordo di tale membrana vibrante si raccorda un piano rigido e teoricamente indefinito, questo divide lo spazio in due zone acusticamente isolate tra loro in conseguenza della supposta rigidezza del piano che le divide. Esso costituisce uno *schermo acustico teorico*. In queste condizioni ovviamente il campo acustico dipende unicamente dalla pressione acustica determinata dalla sola faccia del cono vibrante che sta dalla parte del semispazio considerato.

Se al contrario non esiste alcuno schermo acustico che separi e mantenga distinte le azioni delle due facce opposte della membrana in ogni punto dello spazio la pressione acustica dipenderà dalla somma algebrica degli effetti causati da tali due facce. Ora occorre tener presente che esse, come s'è detto, agiscono in opposizione di fase. Pertanto se i percorsi fra il punto considerato e le due facce opposte della membrana sono uguali l'effetto acustico totale risulta nullo. Viceversa se la differenza dei percorsi è uguale a metà della lunghezza d'onda del suono considerato allora l'effetto risulta doppio.

Si osservi che la differenza dei percorsi da un punto qualsiasi alle due facce della membrana dipende, in assenza di schermo, unicamente dalle dimensioni della membrana stessa. Ne risulta che un cono vibrante completamente libero determina un campo acustico che, ad una distanza pari almeno a varie volte il suo diametro, è nullo se la lunghezza d'onda corrispondente alla frequenza di eccitazione è grande rispetto alle dimensioni di tale cono. Supposto che queste ultime siano dell'ordine di $20 \div 25$ cm, tutti i suoni con lunghezza d'onda nettamente maggiore, cioè di frequenza nettamente minore di circa 1000 Hz non vengono riprodotti.

Da quanto sopra consegue che allorquando un altoparlante è provvisto di uno schermo acustico di dimensioni finite esso si comporta praticamente come se lo schermo fosse infinito finchè le dimensioni di questo sono grandi a confronto della lunghezza d'onda considerata. D'altro canto in assenza di schermo la riproduzione delle note basse diviene trascurabile ad una certa distanza dall'altoparlante. Perciò lo schermo diviene indispensabile appunto per consentire la riproduzione delle note basse e le sue dimensioni devono essere proporzionate ai toni più gravi di cui si desidera una

buona riproduzione. Così per la riproduzione fino ad un minimo di 60 ÷ 100 Hz si rende necessario uno schermo di almeno 2 m di lato.

Raramente è possibile in pratica usare schermi così grandi ed in particolare ciò è da escludersi nei normali radioricevitori. In essi l'altoparlante viene montato su un mobile che costituisce anche lo schermo acustico. Però per quanto la sua forma sia favorevole ad un miglioramento della riproduzione delle note basse, le sue limitate dimensioni non sempre consentono la riproduzione desiderata.

Si potrebbe pensare di raggiungere lo scopo chiudendo il mobile posteriormente. Invece lo spazio così racchiuso assume le caratteristiche di un risuonatore acustico con una sua frequenza di risonanza caratteristica la quale viene esaltata e, particolarmente se essa coincide con la frequenza di risonanza propria della membrana dell'altoparlante, si ottiene uno spiacevolissimo effetto di rimbombo. Perciò posteriormente i mobili dei radioricevitori non debbono essere chiusi. Allorchè lo spazio posteriore di un altoparlante sia necessariamente chiuso e ristretto (p. es. altoparlanti incassati nel muro) occorre rivestirne le pareti con materiale molto assorbente del suono per evitare per quanto possibile tale risonanza.

Per ottenere un effetto analogo a quello di uno schermo acustico di grandi dimensioni nei mobili dei radioricevitori di buona qualità si adottano talora vari artifici. Uno di questi, che passa sotto il nome di *labirinto acustico*, consiste nell'allungare il percorso acustico posteriore assegnando ad esso un andamento a zig-zag mediante opportune pareti predisposte nel mobile. Le pareti del labirinto acustico debbono essere rivestite o costituite di materiale assorbente e convenientemente raccordate per evitare riflessioni e conseguenti risonanze. Un altro sistema consiste nel ricavare nel mobile un certo numero di camere risonanti di dimensioni diverse. Esse dovranno avere frequenze di risonanza diverse e convenientemente distribuite per correggere l'andamento della caratteristica di risposta complessiva dell'apparecchio alzandola, per effetto di tali risonanze, laddove essa è minore. La bontà del sistema dipende ovviamente dall'accuratezza di studio e di esecuzione e deve essere progettato in unione con l'altoparlante effettivamente usato.

Un altro effetto di interferenza fra le pressioni acustiche determinate in un certo luogo dello spazio, è dovuto alla differenza dei percorsi fra tale luogo e due punti diversi della stessa faccia della membrana. Supposto che questi ultimi vibrino in fase fra loro le azioni da essi determinate nel punto dello spazio considerato non saranno in fase fra loro in conseguenza appunto della diversità dei percorsi. Anche qui ovviamente l'effetto è trascurabile finchè le dimensioni della membrana sono piccole a confronto con la lun-

ghezza d'onda considerata. Ciò perchè in tal caso in primo luogo succede veramente che i diversi punti della membrana vibrano in fase fra loro, cioè la membrana si muove come un pistone rigido. Inoltre le differenze dei percorsi da due punti qualsiasi della membrana ad un punto del semispazio antistante, non potendo essere più grandi del diametro della membrana, risultano veramente trascurabili di fronte alla lunghezza d'onda.

Per frequenze più elevate e quindi lunghezze d'onda minori e dello stesso ordine di grandezza delle dimensioni della membrana, in direzione normale ad essa le distanze sono sempre uguali; perciò, come mostra la fig. 210, nella direzione A gli effetti determinati dai punti M, O, N della membrana, supposto che essi vibrino in fase, si sommano per qualunque valore della frequenza. Invece nella direzione B, supposto che la frequenza di eccitazione sia tale per cui:

$$\lambda = 2\,OP\,,$$

gli effetti determinati dai punti M ed O risultano sfasati di un semiperiodo, sono quindi in opposizione di fase e si annullano. Invece si sommano nuovamente gli effetti dovuti ai punti M ed N perchè la differenza di percorso NP' coincide con una lunghezza d'onda. Complessivamente nella direzione B si avrà una minore propagazione di suono. Analogamente succede nella direzione C in cui gli effetti dei punti M, O, N si sommano perchè $OQ = \lambda$ e $NQ' = 2\lambda$, viceversa si elidono gli effetti del punto M con quello intermedio fra M ed O; quello del punto N con il punto intermedio fra N ed O, ecc. In realtà per avere l'effetto complessivo in un punto qualsiasi dello spazio occorre sommare gli effetti elementari dei singoli punti della membrana. Il risultato teorico di questa integrazione conduce ad ottenere un effetto massimo nella direzione A che va via via riducendosi al crescere dell'angolo fra la direzione considerata e l'asse della membrana. Tale diminuzione è tanto più accentuata quanto più elevata è la frequenza considerata.

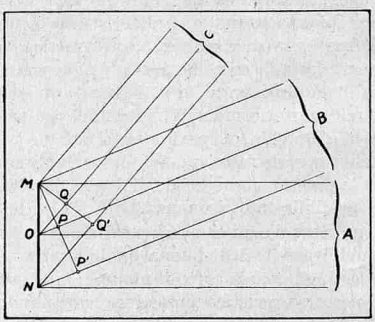


FIG. 210.
Interferenza fra le pressioni sonore determinate dai diversi punti vibranti della membrana nelle diverse direzioni.

Questo andamento teorico risulta in pratica considerevolmente modificato in conseguenza del fatto che al crescere della frequenza la membrana non si comporta più rigidamente cosicchè le vibrazioni dei suoi diversi punti non possono più considerarsi in fase fra loro. Si creano quindi sulla membrana ventri e nodi di vibrazioni. Inoltre via via che la frequenza cresce solo una zona centrale, sempre più limitata, partecipa alla vibrazione e quindi alla creazione del campo sonoro. Ciò limita l'effetto direttivo dell'altoparlante; tuttavia esso rimane considerevole e, nonostante la progressiva riduzione della zona utile della membrana, rimane crescente al crescere della frequenza.

Per ovviare a tali inconvenienti e per migliorare la riproduzione si combinano talora sistemi composti da due o più altoparlanti. Tali sistemi vengono adoperati specialmente negli impianti per la riproduzione sonora nei cinematografi. Essi sono generalmente costituiti da uno o più altoparlanti di tipo elettrodinamico a grande cono (30 ÷ 50 cm di diametro) provvisti di un massiccio schermo di legno di grandi dimensioni (almeno 2 o 3 m di lato). Questi sono particolarmente adatti per la riproduzione dei suoni aventi frequenza piuttosto bassa (fino a 300 ÷ 1000 Hz). Il sistema è completato da uno od alcuni altoparlanti adatti alla riproduzione delle frequenze elevate. Questi possono essere di vario tipo (elettrodinamico a piccolo cono, piezoelettrico, ecc.). Più comunemente essi sono elettrodinamici a tromba e poichè il loro compito è solo quello di riprodurre le frequenze superiori a 500 Hz sono sufficienti trombe non più lunghe di un metro circa. Invece per evitare l'effetto direttivo dovuto alla presenza della tromba si usano spesso le cosidette *trombe multicellulari*, come quella illustrata dalla fig. 211, che ovviamente consentono la distribuzione del campo sonoro in maniera uniforme entro un angolo tanto

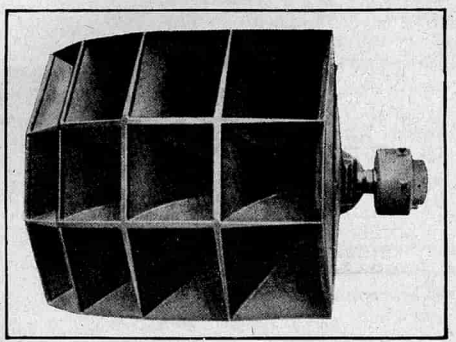


FIG. 211.

Tromba multicellulare di un altoparlante per la riproduzione della gamma delle frequenze elevate da usarsi in combinazione con uno o più altoparlanti per riproduzione della gamma delle frequenze acustiche basse.

più ampio quanto maggiore è il numero delle trombe elementari che compongono il sistema. Con tali sistemi combinati si possono ottenere caratteristiche di frequenza veramente ottime, contenute entro $\pm 4 \div 5$ dB fra 50 e 10.000 Hz.

165. - Fonorilevatori.

Il fonorilevatore più usato è quello elettromagnetico, esso è attuato in maniera del tutto simile all'altoparlante elettromagnetico come è illustrato dalla fig. 212. Il funzionamento di esso è reciproco a quello dell'altoparlante. Infatti qui nell'ancoretta è praticata la sede ove viene fissata la puntina intercambiabile destinata a scorrere nel solco del disco. Le ondulazioni radiali del solco imprimono le oscillazioni all'ancoretta la quale è fermata fra due espansioni polari con l'interposizione di una guarnizione di gomma. Il fissaggio elastico permette ad essa di ruotare, per effetto delle ondulazioni del solco, attorno ad un asse che deve coincidere con quello della vite di fissaggio della puntina onde ottenere che l'inerzia complessiva dell'ancoretta sia minima.

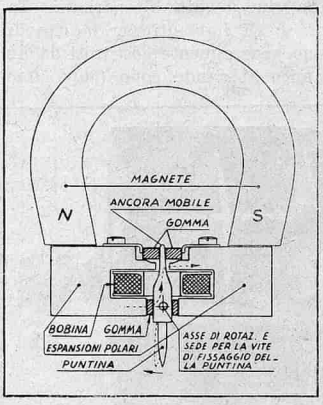


FIG. 212.
Fonorilevatore elettromagnetico.

Il blocchetto superiore di gomma nel quale penetra l'estremità superiore dell'ancoretta, serve per mantenere quest'ultima centrata fra le espansioni polari e ad esercitare su di essa un efficace smorzamento delle sue oscillazioni naturali. La scelta della qualità di tale gomma ha molta importanza sia per quanto riguarda la resa del fonorilevatore, sia per quanto riguarda la sua fedeltà; è naturale infatti che gli spostamenti sono tanto più ampi quanto più cedevole è la gomma, d'altro lato onde ottenere un buon smorzamento questa non deve essere troppo elastica.

Se per effetto d'una ondulazione del solco la estremità della puntina viene spostata, per es. verso sinistra, allora lungo l'ancora, che in condizioni di riposo è attraversata da flusso nullo, si manifesta invece un flusso che,

date le polarità contrassegnate nella fig. 212, è diretto verso l'alto. Se la puntina si sposta verso destra il flusso nell'ancora è diretto verso il basso. In conseguenza l'ancora di ferro dolce è percorsa da un flusso variabile il quale, risultando concatenato con la bobina fissa, induce in essa f. e. m. proporzionali alla velocità di spostamento della puntina.

Per ottenere un buon fonorilevatore occorre, come s'è detto, cercare per quanto possibile di smorzare tutte le vibrazioni naturali dell'ancora mobile la quale deve essere molto rigida e tuttavia molto leggera in modo da avere una frequenza di risonanza più elevata possibile. Difficilmente si riesce a superare i 5000 Hz. Del resto la gamma di una riproduzione fonografica raramente si estende sopra i 4500 ÷ 5000 Hz. Ciò perchè il fonorilevatore al di là della sua frequenza di risonanza principale ha una resa molto limitata. Inoltre durante l'incisione [16] le note con frequenze superiori a questo valore praticamente non vengono incise, cosicchè esse non appaiono nei normali dischi fonografici.

I fonorilevatori elettromagnetici vengono generalmente attuati con impedenza (assimilabile, per le frequenze riprodotte, alla loro resistenza ohmica) dell'ordine di 1000 ÷ 4000 ohm. Con tale valore si ottengono tensioni massime dell'ordine di 0,1 a 0,4 volt generalmente più che sufficienti per ottenere la piena potenza nei normali amplificatori; perciò essi vengono generalmente usati senza traslatore conseguendo così il vantaggio di ridurre la distorsione di frequenza causata dalle capacità parassite. Altre volte per ottenere una fedeltà più elevata si rende più rigida l'ancoretta del fonorilevatore. In tal caso la sensibilità diminuisce ed allora può rendersi necessario il traslatore di adattamento onde portare alla griglia del primo tubo una tensione di livello sufficiente.

Un altro tipo di fonorilevatore che sta prendendo molto sviluppo è il *fonorilevatore piezoelettrico* il cui funzionamento, dopo quanto si è detto ai paragrafi 155 e 160, risulta ovvio. La puntina comunica, mediante una conveniente ancoretta, le sue vibrazioni alla laminetta sensibile. Tali vibrazioni determinano corrispondenti flessioni di tale laminetta e pertanto, sulle sue armature si manifestano le tensioni utili.

Il fonorilevatore piezoelettrico presenta una elevata impedenza che risulta praticamente equivalente a quella di un condensatore dell'ordine di 2000 pF; esso pertanto non richiede traslatore. La sensibilità è pure notevolmente elevata e perfino superiore a quella del fonorilevatore elettromagnetico.

---

[16] L'incisione viene effettuata con un *fonoincisore* il quale è identico ad un fonorilevatore (a parte il dimensionamento e l'eventualità che il campo sia ottenuto con un elettromagnete invece che con un magnete permanente).

Anche per il fonorilevatore piezoelettrico il problema della fedeltà è molto legato all'attuazione dell'ancoretta che trasmette il moto. Esso riproduce assai meglio di quello elettromagnetico le note basse. In fig. 213 la curva 1 è la caratteristica di frequenza di un fonorilevatore elettromagnetico, la curva 2 quella di un fonorilevatore piezoelettrico.

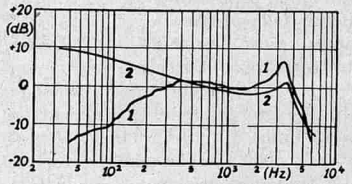


FIG. 213.
Caratteristiche di fonorilevatori. Curva 1: fonorilevatore elettromagnetico; curva 2: fonorilevatore piezoelettrico.

Altri particolari hanno importanza per una buona riproduzione ed una lunga conservazione dei dischi fonografici. Essi sono:

1) la *tangenzialità* del piano normale al flusso del magnete rispetto al solco nel punto ove scorre la puntina;

2) la *massa della capsula e del braccio*;

3) la *pressione* esercitata dalla puntina sul disco;

4) la *inclinazione della puntina.*

La *tangenzialità* del piano normale al flusso del magnete rispetto al solco nel punto ove scorre la puntina è necessaria onde ottenere una uniforme sensibilità sia nei solchi più esterni sia in quelli più interni del disco. Questa condizione non è perfettamente attuabile con le normali disposizioni, tuttavia ad essa ci si può avvicinare rendendola soddisfatta per il solco mediano, il che richiede di inclinare la capsula del fonorilevatore rispetto al braccio come è indicato nella fig. 214. La tangenzialità migliora ancora se, a differenza di quanto risulta dalla fig. 214, la traiettoria della puntina invece che passare per il centro del disco passa oltre

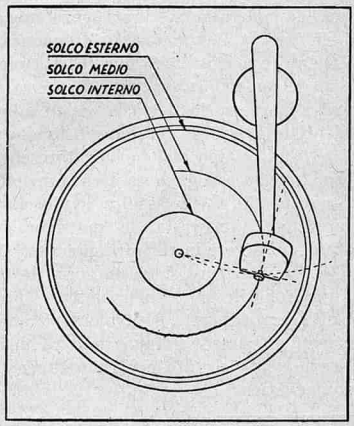


FIG. 214.
Disposizione tangenziale del fonorilevatore rispetto al solco medio.

di 1 o 2 centimetri. In tal caso l'inclinazione della capsula rispetto al braccio deve essere ulteriormente aumentata sempre in modo da verificare perfettamente la condizione di tangenzialità per il solco medio.

La *massa della capsula* deve essere rilevante, altrimenti essa può essere trascinata in vibrazione particolarmente per le frequenze più basse con riduzione della resa, aumento della distorsione e pericolo che la punta per inerzia esca dal solco.

La tangenzialità, una giusta *inclinazione della puntina* sul disco, la frequente sostituzione di essa (ad ogni faccia del disco), la compensazione del peso con contrappesi o molle in modo che la pressione della punta sul solco sia conveniente, riducono notevolmente il logorio del disco.

166. - Dinamica di una riproduzione sonora. Rumori di fondo.

Si è già detto al paragrafo 151 che la « dinamica » di una riproduzione orchestrale può raggiungere e in qualche caso eccezionale superare gli 80 dB. Una tale orchestra, udita da una buona posizione, durante le più ridotte intensità del campo sonoro, produce sensazioni dell'ordine di 20 phon cosicchè le sensazioni massime sono dell'ordine di 100 phon. Viceversa non è possibile ottenere in pratica con le normali apparecchiature riproduzioni con una dinamica superiore a 30 ÷ 40 dB, mentre spesso la dinamica è ancora minore.

Questa considerevole limitazione della dinamica di una riproduzione si ha perchè mentre il limite superiore delle intensità acustiche riprodotte dipende dalla massima potenza dello stadio finale dell'apparecchiatura e dell'altoparlante, quello inferiore invece deve sempre mantenersi ad un livello superiore ai *rumori di fondo*, a quei rumori cioè che l'altoparlante produce anche in assenza di segnale. Occorre perciò, per avere la massima dinamica, che complessivamente l'apparecchiatura fornisca il massimo rapporto fra la massima potenza acustica riprodotta con distorsione contenuta nei limiti ammessi e la potenza acustica media corrispondente al rumore di fondo. Il rumore di fondo prodotto da un altoparlante, considerando unicamente il caso della riproduzione sonora ed escludendo per ora il caso delle radiocomunicazioni, può essere causato:

1) dalla sorgente della f. e. m. d'ingresso dell'amplificatore (microfono, fonorilevatore);

2) dall'amplificatore medesimo;

3) dall'altoparlante.

L'altoparlante, allorquando abbia il magnete permanente, non produce alcun rumore di fondo. Allorchè invece ha il campo prodotto da un elettromagnete percorso dalla corrente raddrizzata, se questa non è perfettamente spianata, esso può produrre un ronzio con frequenza doppia di quella della rete e delle sue armoniche (ronzio d'alternata). Però tale ronzio in buone condizioni di funzionamento, è di intensità assai debole e può inoltre essere ulteriormente diminuito sia migliorando lo spianamento della corrente di eccitazione, sia con opportune compensazioni. Perciò in pratica l'altoparlante non è causa importante di diminuzione della dinamica di una riproduzione musicale.

Più grave è invece il ronzio dovuto all'alimentazione ottenuta dalla rete a c. a. dell'amplificatore che tuttavia può anch'esso essere ridotto a valori discretamente piccoli. Per es., supponiamo che lo stadio finale di un amplificatore possa fornire una potenza modulata di punta di 10 W su una impedenza di carico di 4000 Ω il che equivale a dire che le tensioni di punta all'estremità della impedenza di carico sono di 200 V. Supponiamo altresì che la tensione di ronzio all'estremità di tale impedenza sia di 1 volt (valore considerevolmente ridotto ma raggiungibile senza eccessive difficoltà), allora il rapporto fra le tensioni massima e minima è di 200, a cui corrisponde una dinamica di 46 dB come si ricava facilmente dalla tabella di paragrafo 150. Se invece la tensione di ronzio è di 4 volt il rapporto è 50 e la dinamica massima non può superare i 34 ÷ 35 dB.

Perciò solo per effetto del ronzio d'alternata che si manifesta in tutti quegli amplificatori che vengono alimentati dalla rete a c. a. la dinamica rimane ridotta, nei casi migliori, a 45 ÷ 50 dB.

Un'altra causa di disturbo può avere origine nell'amplificatore nel caso in cui la sorgente fornisca in partenza un segnale molto debole. In tal caso infatti occorre una grande amplificazione ed allora il primo tubo è fonte di rumorosità dovuta all'agitazione termica degli elettroni che, in sostanza, non vengono emessi con assoluta uniformità. La tensione d'ingresso equivalente a tale rumore per i tubi di buona qualità è dell'ordine di 5 ÷ 15 μV, cosicchè essa produce nell'altoparlante rumore sensibile allorchè si richiedono amplificazioni dell'ordine di 50 ÷ 100 mila volte. Anche in tal caso solo il primo tubo produce rumore perchè la tensione disturbatrice che si manifesta nei tubi successivi non viene sufficientemente amplificata per determinare un effetto sensibile nell'altoparlante.

La grande amplificazione si richiede, come s'è detto, quando la sorgente fornisce una tensione molto piccola. Perciò per determinare se la causa sopra considerata dia veramente disturbo conviene confrontare la tensione equivalente d'ingresso di tale rumore con quella che la sorgente

fornisce per i più deboli segnali da riprodurre. Così, trattandosi di un microfono sottoposto ad un campo sonoro minimo di 20 phon, esso a 1000 Hz, ove la sensibilità dell'orecchio è circa massima, è sottoposto ad una pressione minima di circa 0,002 bar (v. audiogramma di fig. 179). Di conseguenza se si vuole che, anche in queste condizioni, il microfono fornisca una tensione per lo meno dello stesso ordine di grandezza di quella del disturbo occorre che la sua sensibilità sia superiore a circa 10 μV/0,002 bar = = 5 mV/bar.

I microfoni a nastro e a condensatore hanno, come s'è visto, sensibilità lievemente inferiori. Se si vuole quindi evitare disturbi dovuti al rumore di fondo sopra considerato, occorre aumentare l'intensità del minimo campo sonoro a cui viene sottoposto il microfono in maniera che la pressione sonora non scenda in nessun caso sotto i 0,006 ÷ 0,01 bar a cui corrispondono, per frequenze comprese fra 1000 e 5000 Hz, sensazioni sonore comprese fra 30 e 40 phon (v. fig. 179). Ciò si può ottenere avvicinando il microfono all'orchestra.

Però occorre tener presente che per intensità molto grandi ogni tipo di microfono finisce col presentare effetti di saturazione. Così se si tratta di un microfono a condensatore le escursioni della membrana sono ovviamente limitate dalla distanza di essa dall'elettrodo fisso (distorsioni notevoli si manifestano assai prima che l'ampiezza di vibrazione sia dello stesso ordine di grandezza di tale distanza). Per i microfoni a nastro e a bobina mobile se l'ampiezza di vibrazione è eccessiva i conduttori indotti escono dalla zona ove il campo è uniforme. Per i microfoni piezoelettrici l'effetto della saturazione, come s'è già detto, è insito nel fenomeno della piezoelettricità, ecc. Ciò fissa un limite al livello massimo della pressione sonora agente sul microfono in condizioni di funzionamento regolare e con limitata distorsione. Questo limite, messo a confronto con quello minimo dipendente dalla sensibilità e dal rumore di fondo proprio del microfono e dalla sua linea, determina la dinamica consentita dal microfono.

I microfoni che consentono una dinamica maggiore sono generalmente quelli elettrodinamici a bobina mobile e quelli piezoelettrici con membrana (40 ÷ 50 dB). Vengono poi quelli a nastro, quelli a condensatore e quelli piezoelettrici a fonocella (30 ÷ 40 dB). Infine vengono quelli a carbone nei quali la dinamica è limitata a 20 ÷ 30 dB dal rilevante livello del rumore di fondo.

Infine altre cause di rumore possono avere sede direttamente nella sorgente del segnale d'ingresso o nella linea di collegamento.

Ciò si manifesta sopratutto nei microfoni a carbone nei quali, come s'è detto, si ha un rumore di fondo dovuto alla corrente continua

circolante nella capsula e nei fonorilevatori, nei quali la puntina, anche strisciando su un solco non modulato da suoni, produce un fruscio caratteristico.

Le incisioni su dischi fonografici non permettono, appunto a causa del fruscio, riproduzione con dinamiche superiori a 22 ÷ 25 dB e solo su dischi speciali di materiale relativamente tenero (che permette fra l'altro l'incisione diretta ma che dura solo per un numero più limitato di riproduzioni) si possono raggiungere dinamiche dell'ordine di 30 dB.

Letto tutto 4 maggio 1952

INDICE ALFABETICO

NB. - *Il primo numero indica il paragrafo, il secondo, fra parentesi, indica la pagina.*

Accoppiamento critico, 129 (224).
» dei circuiti, 135 (239).
» Coefficiente di... 88 (144), 135 (240).
Acustica. Pressione..., 148 (260).
» Principi di..., 143 e seg. (259 e seguenti).
Alimentazione delle antenne, 146 (257).
» in c. a. 32 e seg. (40 e seg.).
» in serie ed in parallelo di un circuito oscillatorio, 111 (187).
Altezza di un suono, 149 (261).
Altoparlante, 162 e seg. (297).
» elettrodinamico, 162 (297).
» elettromagnetico, 163 (304).
» piezoelettrico, 153 (275), 155 (280).
Amplificazione, 64 (87).
Anioni, 11 (12).
Angolo di perdita, 96 (159).
Anodo, 11 (12), 22 (24).
Antenne, 97 (163), 145 (255).
Aperiodico. Circuito..., 108 (181).
Armonici, 149 (261).
Atomo, 1 (1).
Attenuazione. Costante di... di una linea, 139 (249).
Audiogramma, 149 (262).
Autoinduzione, 86 (136).

Bar, 149 (262), 150 (267).
Battimenti, 120 (208).
Bigriglia. Tetrodo..., 65 (92), 67 (98).
Bobina a fondo di paniere, 90 (146).
» a nido d'ape, 90 (146).
Bobina. Capacità distribuita di una..., 90 (145).
» di autoinduzione, 87 (139).
» di eccitazione di un altoparlante, 162 (300).
» mobile di un altoparlante, 162 (298).
Bobine in serie, 89 (144).
Boltzmann. Costante di..., 23 (25).
Braccio tangenziale di un fonorilevatore, 165 (312).

Cabina di sintonia di un'antenna, 146 (257).
Campo fra gli elettrodi di un triodo, 44 (58).
Capacità, 91 e seg. (147 e seg.).
» di entrata di un triodo, 56 (75), 64 (89).
» distribuita di una bobina, 90 (145).
» interelettrodiche, 45 (59), 56 (75), 58 (78), 66 (92).
» residua di un condensatore variabile, 93 (151).
Caratteristica di frequenza dei microfoni, 156 (285), 161 (293).
» di frequenza degli altoparlanti, 162 (303), 163 (304).
» di frequenza dei fonorilevatori, 165 (312).
» di un diodo a vuoto, 26 (30), 28 (32).
» di un diodo a gas, 36 (47).
» globale di un triodo, 45 (61.)

Caratteristica. Superficie... di un triodo, 47 (64).
Caratteristiche del pentodo, 73 (107,108).
» del tetrodo, 67 (96), 71 (104).
» del triodo, 47 (63), 49 (66), 57 (76).
» del tubo a fascio elettronico, 74 (114).
» direttive dei microfoni, 161 (292).
» direttive degli altoparlanti, 164 (306).
» Superfici... della corrente al secondario, 133 (230).
Carica spaziale, 26 (29).
» specifica dell'elettrone, 3 (5).
Catione, 11 (12).
Catodo, 11 (12), 22 (24), 24 (26), 25 (28), 39 (51).
» virtuale, 26 (31), 67 (97), 74 (113).
Cellula fotoelettrica, 17 (19).
Centratori della bobina mobile negli altoparlanti, 162 (299).
Ciclo d'isteresi, 10 (12), 83 (131), 86 (137).
Circuiti accoppiati, 117 e seg. (201 e seg.).
» a costanti distribuite, 136 e seg. (243 e seg.).
» del triodo, 42 (56).
» del tetrodo, 67 (96).
» di spianamento, 33 (42), 40 (53).
» raddrizzatori, 32 (40).
Circuito aperiodico, 108 (181).
» d'impiego del triodo, 62 (84).
» equivalente del triodo con carico ohmico, 64 (87).
» equivalente di due circuiti accoppiati, 128 (222).
» magnetico, 86 (137).
» magnetico di eccitazione di un altoparlante, 162 (300).
» oscillatorio, 97 e seg. (163 e seg.).
» oscillatorio perfetto, 102 (171).
» oscillatorio reale, 104 e seg. (174 e seg.).
Coefficiente di accoppiamento, 88 (144), 135 (240).
» di accoppiamento critico, 129 (224).
» di amplificazione, 45 (59), 46 (61), 50 (68), 51 (69), 54 (73), 58 (78), 66 (93), 75 (116).
Coefficiente di risonanza, 114 (194), 116 (196).
» di sovracorrente, 114 (194).
» di sovratensione, 114 (194).
Condensatori, 92 (148).
» a carta, 94 (153).
» a mica, 94 (152).
» avvolti, 94 (153).
» ceramici, 94 (152).
» elettrolitici, 94 (153).
» fissi, 94 (151).
» variabili, 93 (150).
» volano, 34 (44).
Condizione di equivalenza fra resistenza in serie e in parallelo di un circuito oscillatorio, 115 (195).
» di Heaviside, 139 (246).
» risonanza, 112 (189).
Condizioni di massimo nel secondario, 128 (222).
Conduttanza mutua, 50 (68), 54 (73), 59 (80), 75 (116).
Conduttore, 9 (9).
Confronto fra tubi elettronici, 77 (120).
Cono di un altoparlante, 162 (297).
Corpo composto, 1 (1).
» semplice, 1 (1).
Corrente di conduzione, 9 (9).
» di convezione, 11 (12).
» di griglia, 43 (57), 48 (64), 55 (74).
» di saturazione, 23 (24), 26 (29), 43 (57).
» di spostamento, 10 (9).
» elettrica, 8 e seg. (8 e seg.).
» nei gas e nel vuoto, 12 (13).
» oscillatoria, 99 (166).
» residua di un tubo elettronico, 54 (73), 77 (120).
Costante di attenuazione di una linea, 139 (249).
» di Boltzmann, 23 (25).
» dielettrica, 91 (148).
» di Planck, 16 (18).
» di tempo, 108 (184).
Cristalli piezoelettrici, 155 (278).
Curva di risonanza, 113 (191), 116 (196), 130 (225).
» di risonanza universale, 116 (199).
» di risonanza nel secondario, 130 (225), 133 (230).
» livello-frequenza degli altoparlanti, 162 (303), 163 (304).

Impedenza a vuoto e in corto circuito, 139 (248).
» caratteristica di una linea, 138 (246), 139 (246).
» di utilizzazione o di carico, 62 (84), 63 (87).
Impiego del triodo, 62 e seg. (84 e seg.).
Impulso. Eccitazione per..., 122 (211).
Induttanza, 86 e seg. (136 e seg.).
» differenziale, 86 (138).
» distribuita di un condensatore, 94 (153).
» variabile, 89 (144).
Influenza del grado di vuoto, 55 (74).
Intensità sonora, 149 (261).
Interdizione, Potenziale di..., 43 (57), 52 (70).
Isolanti, 10 (9).
Isotopi, 1 (2).
Isteresi dielettrica, 10 (12), 83 (131).
» magnetica, 83 (131), 86 (137).

Joni, 4 (5).
Jonizzazione, 5 (6), 7 (7).
Joule. Legge di..., 78 (123).

Labirinto acustico, 164 (307).
Langmuir e Child. Legge di...; 27 (31).
Legge di Langmuir e Child, 27 (31).
» di Ohm, 78 (123).
» di Richardson, 23 (24).
» di Weber-Fechner, 149 (261).
» della dualità, 95 (156), 162 (301).
Leggi di Faraday, 11 (13).
fisiologiche dei suoni, 149 (261).
Linea a costanti distribuite, 136 e seg. (243 e seg.).
» ad impedenza costante, 138 (246).
» aperta all'estremità, 145 (255).
» chiusa sulla impedenza caratteristica, 146 (256).
» di alimentazione delle antenne, 146 (256).
» in corto-circuito, 142 (251).
» perfetta, 141 (250), 142 (251).
Livello, 149 (261), 150 (263).
Luminescenza, 7 (7).
Lunghezza d'onda, 97 (163), 103 (173).

Massa di un elettrone, 3 (4).
» di un protone, 1 (2).
Massimo assoluto della corrente secondaria, 128 (222).
Materiali dielettrici, 91 (147), 96 (157).
» magnetici, 86 (136).
Membrana, 153 (274), 156 (282), 157 (286), 158 (287), 159 (289), 160 (290), 162 (298).
Mendeleieff, 1 (3), 4 (6).
Merito. Fattore di... di una bobina, 96 (160).
Metalli e metalloidi, 4 (6).
Microfono, 152 (273), 153 (275), 156 a 161 (281 a 297).
» a bobina mobile, 158 (287).
» a carbone, 156 (281).
» a condensatore, 159 (289).
» a corrente trasversa, 156 (282).
» a nastro, 157 (286).
» a pressione e a velocità, 161 (292).
» piezoelettrico, 160 (290).
» simmetrico, 156 (284).
Molecola, 1 (1).
Mutuainduzione. 88 (142).
» Effetto della..., 126 (217).

Neutrone, 3 (5).
Nucleo dell'atomo, 1 (1).
Numero atomico, 1 (2).
» di Avogadro, 2 (4).

Ohm. Legge di..., 78 (123).
Onde longitudinali e trasversali, 97 (163), 148 (260).
» persistenti, 98 (165).
» progressive, 140 (250), 144 (255).
» sonore, 148 (259).
» smorzate, 98 (165), 104 e seg. (174 e seg.).
» stazionarie, 142 (253), 144 (255).
Oscillatorio. Circuito..., 97 e seg. (163 e seguenti).
Oscillazioni forzate od impresse, 99 (166), 111 e seg. (187 e seg.), 126 e seg. (217 e seg.).
» libere, 99 (166), 102 e seg. (171 e seg.), 117 e seg. (201 e seg.), 123 e seg. (213 e seg.).
» persistenti, 98 (165), 123 e seguenti (213 e seg.).
» smorzate, 98 (165), 104 e seg. (174 e seg.), 117 e seg. (201 e seg.).

Parallelo dei tubi, 75 (116).
Parametri di una linea elettrica, 136 (243).
Partitore di tensione, 34 (43).
Pendenza, 50 (68), 54 (73), 59 (80), 75 (116).
» variabile. Tubo a..., 76 (117).
Pentodo, 65 (91), 72 e seg. (105 e seg.).
» a fascio elettronico, 74 (112).
Perdite nei condensatori e nelle induttanze, 96 (157).
Permalloi, 96 (161).
Permeabilità, 86 (136).
» differenziale, 86 (138).
Periodo, 99 (167).
Peso atomico, 1 (2).
» molecolare, 2 (4).
Phon, 150 (267).
Pick-up, vedi *Fonorilevatore*.
Piezoelettriche. Proprietà..., 155 (278).
Placca, 22 (24).
Planck. Costante di..., 16 (18).
Poliodi, 65 e seg. (91 e seg.).
Potenza di un triodo, 61 (81).
» Livello di..., 149 (261), 150 (263).
Potenziale di interdizione, 43 (57), 52 (70).
» di saturazione, 26 (29).
» globale, 45 (59), 66 (92).
» intrinseco, 13 (14).
» residuo di un tubo elettronico, 53 (73).
Potenziometri, 85 (135).
Pressione acustica, 148 (260).
» interna nei tubi elettronici, 38 (49).
Principi di acustica, 148 e seg. (259 e seg).
Principio della dualità, 95 (156).
Propagazione della corrente in una linea, 140 (249), 141 (250).
» delle onde sonore, 148 (259).
Proprietà piezoelettriche, 155 (278).
Protone, 1 (1).
Pulsazione di risonanza, 99 (167), 112, (189), 128 (222).

Qualità di una bobina, 96 (160).
» di una riproduzione sonora, 151 (270).
Quarzo piezoelettrico, 155 (278).

Raddrizzatore a diodo, 30 (36), 32 (40).
» Rendimento del..., 31 (38), 40 (52).
Radioonde, 97 (163).
Raggi catodici e raggi X, 20 (21).
Reattanza, 10 (9).
Registrazioni dei suoni, 152 (273).
Rendimento del raddrizzatore, 31 (38), 40 (52).
Resistenza, 9 (9), 78 e seg. (123 e seg.).
» critica di un circuito oscillatorio, 108 (181).
» differenziale interna di un tubo, 29 (34), 50 (68), 51 (69), 54 (73), 59 (80), 75 (116).
Resistenza di utilizzazione o di carico, 30 (36), 64 (87).
Resistori, 85 (133).
Richardson. Legge di..., 23 (24).
Rilevatori fonografici, 153 (275), 165 (310).
Riluttanza dielettrica, 92 (149).
» magnetica, 87 (140).
Riproduzione dei suoni, 151 (269).
» postecipata dei suoni, 152 (273).
Risonanza, 99 (167), 100 (168), 112 (189), 128 (222).
Rochelle. Cristalli di..., 155 (278).
Röngten. Raggi di..., 20 (21).
Rumore di fondo, 166 (313).
» di fondo dei microfoni, 156 (285), 157 (287), 158 (289), 159 (290), 160 (291).

Salti di frequenza. Fenomeno dei..., 124 (213).
Saturazione nei tubi elettronici, 26 (29), 43 (57).
Scarica di un condensatore, 108 (183).
Schermo acustico, 164 (306).
Sensazioni sonore, 149 (261).
Sensibilità dei microfoni, 156 (285), 157 (287), 158 (289), 159 (290), 160 (291).
Sistema di unità Giorgi, 87 (139).
Soglia di udibilità e di dolore, 149 (262).
» fotoelettrica, 16 (18).
Spianamento della corrente pulsante, 33 (42), 40 (53).
Stiramento d'onda. Fenomeno dello..., 125 (215).
Suoni, 148 (259).
Superfici caratteristiche della corrente nel secondario, 133 (230).
Superficie caratteristica del triodo, 47 (64), 53 (72).

Tangenzialità del fonorilevatore, 165 (312).
Tensione rumore dei microfoni, 156 (285), 157 (287), 158 (289), 159 (290), 160 (291).
Teoria dei quanti, 16 (17).
» della relatività, 15 (16).
» elettrostatica dei tubi, 45 (59), 66 (92).
Tetrodo a griglia di campo, 65 (91), 67 (96).
» a griglia schermo, 65 (91), 68 e » seguenti (99 e seg.).
» bigriglia, 65 (91), 67 (96).
Thomson. Formula di..., 105 (178).
Timbro di un suono, 149 (261).
Tonalità di un suono, 149 (261).
Trasduttori elettroacustici, 152 e seg. (273), e seg.).
Trasformatori di adattamento, 154 (275).
Trasformazione dell'energia acustica in elettrica e viceversa, 152 (273).
Traslatori, 154 (275).
Treni d'onda, 110 (185).
Triodo, 41 e seg. (55 e seg.).
Trombe acustiche, 153 (275), 164 (309).
Tubi elettronici metallici, 42 (56), 73 (109).
Tubi per radioricevitori (dati), 57 (75), 71 (104), 73 (107), 74 (114), 76 (118), 77 (122).
Tubo a fascio elettronico, 74 (112).
» a pendenza variabile (multimu), 76 (117).
Tungar, 38 (49).

Unità Giorgi, 87 (139).
» logaritmiche, 150 (263).

Valenza, 6 (7).
Vallauri. Equazione di..., 53 (73).
Valore efficace di una corrente smorzata, 110 (185).
Valori massimi della corrente primaria e secondaria, 132 (228).
Variometro, 89 (144).
Velocità degli elettroni, 15 (15).
» di propagazione della corrente in una linea, 140 (249), 141 (250).
» di propagazione delle onde sonore, 148 (259).
Vuoto. Effetto del grado di... nei tubi, 55 (74).
» nei tubi elettronici, 38 (49).

Weber-Fechner. Legge di..., 149 (261).

LIBRERIA EDITRICE UNIVERSITARIA
LEVROTTO & BELLA - TORINO
Prezzo netto L. 300