

Appunti laboratorio di elettromagnetismo

Mirolò Manuele / Alessio Brusini

a.a. 2025/26

Contents

1	Lezione 22/09/2025	3
1.1	Richiami di elettromagnetismo	3
2	Lezione 25/09/2025	4
3	Lezione 29/09/2025	5
3.1	Resistenze in serie e parallelo	5
3.2	Strumenti per misurare corrente e tensione	6
4	Lezione 02/10/2025	7
4.1	Come misurare una resistenza	7
4.2	La qualità di una pila	7
5	Lezione 09/10/2025	8
5.1	Misura della resistenza	8
5.2	Condensatori	9
5.3	1° Esperienza di laboratorio	9
6	Lezione 13/10/2025	11
6.1	Come fare la relazione	11
6.2	Semiconduttori	11
6.3	Come fare il fit esponenziale	13
7	Lezione 20/10/2025	13
7.1	Diodo	13
7.2	Verifica dell'effetto fotoelettrico	14
7.3	Misura della costante di Faraday	15
8	Lezione 23/10/2025	16
8.1	Misura della costante di Farady in laboratorio (parte 2)	16
8.2	Diodi (parte 2)	16
8.3	Positroni elettronici e cariche quantiche	16
8.4	Tubo catodico	16
8.4.1	Produzione del cannoncino elettronico	17
9	Lezione 27/10/2025	17
9.1	Tubo catodico parte 2	17
9.1.1	Alcune precauzioni	17
9.1.2	Collimatore e griglia di controllo	18
9.1.3	Fase di misurazione	18
9.1.4	Limiti dello strumento	19
10	Lezione 30/10	20
10.1	L'andamento a onda quadra	20
10.2	I circuiti con corrente variabile	21
10.2.1	Come verificare la legge esponenziale in laboratorio	22
10.3	Come costruire un onda a sega	22

11 Lezione 06/11/2025	23
11.1 Circuiti RCL	23
11.2 Misura di L	24
11.3 Onda a dente di sega: 2° parte	25
12 Lezione 14/11/2025	25
12.1 Circuiti RC in serie	25
13 Lezione 20/11/2025	27
13.1 Effetto Hold	27
13.2 Errori sistematici	28
13.3 Misura di $\frac{e}{m}$	28
13.4 Misura di 0	29
14 Lezione 01/12/2025	29
14.1 Misura del campo magnetico locale	29
14.2 Creazione di un raddrizzatore	30
14.3 Misura del campo magnetico prodotto da un filo	31

1 Lezione 22/09/2025

1.1 Richiami di elettromagnetismo

- La carica elettrica è quantizzata, ovvero esiste una carica elementare $1e = 1.6 \cdot 10^{-19}C$
- Legge di Coulomb, che descrive la forza repulsiva/attrattiva tra due cariche puntiformi:

$$\vec{F}_{1,2} = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

dove $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{C^2}{N \cdot m^2}$ è la costante dielettrica del vuoto.

Possiamo notare che il campo elettrico è conservativo, per cui esiste un *potenziale elettrico* V :

$$V = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad \vec{F} = -\vec{\nabla}V$$

- Definiamo **corrente elettrica** attraverso una superficie delimitante 2 regioni di spazio, la cui unità di misura è l'Ampere (A), tramite:

$$I = \frac{dQ}{dt}$$

Vale la legge sperimentale detta *1° legge di Ohm*:

$$V = RI$$

dove R è la resistenza del conduttore, che dipende dalla sua natura e dalla sua geometria, da cui la *2° legge di Ohm*:

$$R = \int_0^l \frac{d\rho(l')}{\Sigma(l')} dl'$$

dove ρ è la resistività del materiale e Σ è la sezione del conduttore.

La sua unità di misura è l'Ohm (Ω):

$$1\Omega = 1 \frac{V}{A}$$

- La resistività dipende dalla temperatura secondo la legge:

$$\rho(T) = \rho_{20}[1 + \alpha(T - 20^\circ C)]$$

- Definiamo **potenza elettrica**, effettuando un lavoro L per spostare una carica fra due punti, come:

$$W = \frac{dL}{dt} = VI = I^2 R = \frac{V^2}{R}$$

- In un atomo unico il potenziale atomico tende a 0 all'avvicinarsi del nucleo, mentre in un solido la funzione potenziale è periodica a causa della sovrapposizione dei potenziali atomici.

- Definiamo **circuito elettrico** un campo elettrostatico \vec{F} conservativo, il lavoro lungo un percorso chiuso è nullo, introduciamo allora un potenziale U , con dU differenziale esatto.

Se la forza elettrica è originata da una distribuzione di carica \mathbf{Q} , definiamo il **campo elettrico** $\vec{E}(\vec{r})$ in ogni punto dello spazio. Tale \mathbf{Q} permette di spostare una carica di prova \mathbf{q} in \vec{r} con una forza $\vec{F}_e(\vec{r}) = q\vec{E}(\vec{r})$

Si definisce una *funzione differenza di potenziale* $\Delta U = q\Delta$ e $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$

- In un sistema fisico isolato (es. *maglia conduttrice*), la carica totale si conserva, ovvero $\Delta V_{tot} = 0$, da cui la **legge di Kirchhoff**:

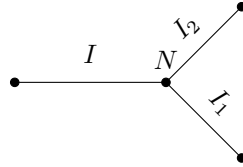
Teorema 1. *La somma delle tensioni ai capi di una maglia è nulla.*

$$\sum_{k=1}^n V_k = 0$$

2 Lezione 25/09/2025

A causa di Benjamin Franklin la corrente va dal polo positivo a quello negativo, in quanto si pensava che fossero cariche positive a spostarsi, non quelle **negative** come avviene nella realtà. La corrente all'interno di un circuito rimane costante, per la legge della conservazione della carica.

Nel momento in cui la corrente incontra un *nodo*, una biforcazione, trova due vie possibili da percorrere, per la conservazione avremo: $I_{tot} = I_1 + I_2$



Finché il circuito è un sistema isolato, le correnti prese con i loro segni seguono la seguente legge:

$$I_{tot} = \sum_{k=1}^n I_k \rightarrow \sum_{k=1}^n I_k - I_{tot} = \sum_{j=1}^{n+1} I_j = 0$$

Da cui la **2° legge di Kirchhoff**:

se un circuito costituisce un sistema isolato, la somma delle correnti entranti in un suo nodo è uguale alla somma delle correnti uscenti dallo stesso nodo

Queste leggi valgono in *corrente continua*, ovvero quando la corrente non varia nel tempo.

- Definiamo la **forza elettromotrice** (f.e.m.) come la differenza di potenziale tra i due poli di un generatore, generata da fenomeni chimici quali le reazioni di ossido-riduzione. In realtà non si tratta di una forza, ma il potenziale elettrico:

$$V_{1i} = -k \frac{q_1 q_i}{r_{1i}} \rightarrow F_{1i} = -\nabla V_{1i}$$

Una d.d.p. può non essere in grado di mantenere una corrente costante, in quanto la resistenza del circuito può variare nel tempo (bastoncino caricato). Ma queste correnti non oscillanti lo possono diventare applicando lavoro.

N.B : non sempre un voltaggio di corrente è equivalente alla sua forza elettromotrice.

- La f.e.m. garantisce che la corrente scorra nel circuito, in quanto fornisce energia al sistema (che viene persa dagli elettroni che viaggiano nel circuito e vengono deviati dagli urti). Per quest'ultimo motivo introduciamo la **resistenza** (R). Poiché l'elettrone fa "più fatica" se ci sono meno vie e possibile e se le "porte d'ingresso" sono più strette, si deve avere:

$$R \propto \frac{l}{\Sigma}$$

dove Σ è l'area della sezione retta del conduttore.

Tramite prove sperimentali si introduce la **legge di Ohm** (nell'ipotesi di materiale omogeneo e di sezione costante):

$$R = \rho \frac{l}{\Sigma}$$

dove $\rho(\theta)$ è la resistività del materiale, che dipende molto da T ; inoltre $L \propto T$ e $\Sigma \propto T^2$, ma tali effetti si compensano. Da cui:

$$\rho(\theta) \simeq \rho_{\theta^*} (1 + \alpha(\theta - \theta^*))$$

dove θ^* è la temperatura di riferimento, che cambia per ingegneri e fisici (solitamente in rete è $\theta = 20^\circ$).

Da ciò deriva il fatto che $R \propto T$.

- Per l'intensità invece avremo

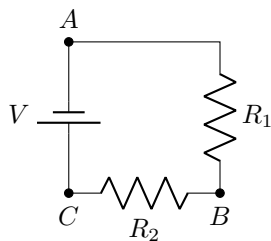
$$I = \frac{V}{R} \rightarrow V = RI$$

Tutte le leggi sono *fenomenologiche*, non derivano da principi primi.

La formula più realistica che rappresenta la resistenza di un tratto di circuito è la seguente:

$$R = \int_{l_1}^{l_2} \frac{\rho(l')}{\Sigma(l')} dl'$$

ovvero un integrale curvilineo



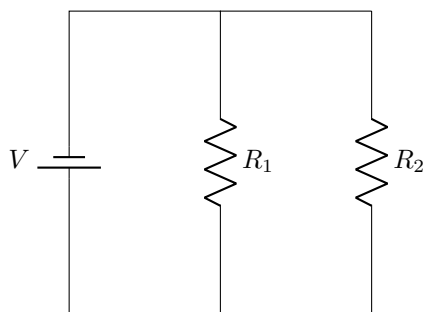
Siccome supponiamo che il circuito sia un sistema isolato, valgono

$$V_{tot} = V_{AB} + V_{BC} \quad I = V R_{eq} \rightarrow R_{eq} = R_1 + R_2$$

3 Lezione 29/09/2025

3.1 Resistenze in serie e parallelo

Vediamo un altro tipo di circuito, che rappresenta un **partitore di correnti**



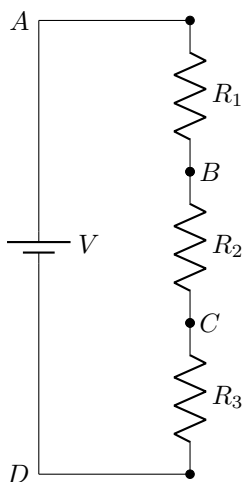
deve valere la legge di Kirchhoff (sistema isolato) e quella di Ohm:

$$I = I_1 + I_2$$

Poichè supponiamo che non ci siano altre resistenze (sistema ideale), la differenza di potenziale ai capi delle due resistenze deve essere la stessa (dalla legge di Ohm):

$$\frac{V}{R_{eq}} = \frac{V}{R_1} + \frac{V}{R_2} \rightarrow \frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2}$$

Supponiamo di avere un solo alimentatore e dover far funzionare tre dispositivi, utilizziamo un **partitore di tensione**



ovvero un oggetto che permette di dividere la tensione in più parti, stabili nel tempo.

Chiamiamo *corrente continua*, quella che rimane costante per un periodo abbastanza lungo di tempo.

3.2 Strumenti per misurare corrente e tensione

Uno strumento per misurare delle variabili fisiche dovrebbe sempre dare una risposta *lineare*. Indichiamo con:

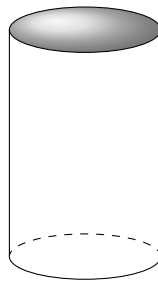
- \vec{E} il campo elettrico,
- \vec{B} il campo magnetico,
- \vec{F}_L la forza di Lorentz:

$$\vec{F}_L = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}$$

La forza di Lorentz subita da una carica in un campo elettromagnetico è la somma della forza elettrica e della forza magnetica, l'una moltiplicata per la carica e l'altra per la velocità della carica.

Sono tutte quantità relativisticamente invarianti dunque la formula vale sia per la fisica classica che per quella relativistica.

Consideriamo ora il caso di una calamita con i poli avvicinati e presente uno spazio cilindrico tra di loro. Se inseriamo lì un segmento cilindrico di ferro dolce (materiale che reagisce velocemente al campo magnetico in cui si trova), allora posso trovare dei segmentini di linee di campo (che ricordiamo essere ortogonali alla superficie equipotenziale della calamita)



Cilindro di ferro dolce

Se supponiamo di avvolgere tale cilindro con una spira e facciamo passare corrente elettrica, chiamati a e b i lati corto e lungo della spira e osservando il più classico degli *elettroni di conduzione* con velocità v , il tratto di spira a sarà ortogonale al campo magnetico

$$e^-v \times B = e^-vB$$

L'elettrone viene "spinto fuori dalla spira"

Contrariamente nel tratto b, l'elettrone non viene deviato, in quanto la velocità è parallela a B . Tornato nel tratto A, se I rimane costante avremo nuovamente \vec{F}_L , sempre diretta verso l'esterno.

Questa coppia di forze genera un *momento torcente* pari a: $\tau = e^-vBb$

Il flusso invece è dato dalla *densità dei portatori di carica* λ , dunque scrivendo la corrente come $v\lambda e = I = \frac{dq}{dt}$, da cui

$$\tau = nBIab$$

dove n è il numero di spire attorno al magnete. Bilanciamo questo momento con una forza elastica grazie a delle molle elicoidali controrotanti (in modo da bilanciare le imperfezioni), ricordando che (nell'approssimazione di $\theta < 4^\circ$):

$$\tau_{el} \approx k\theta = \tau_{mag} = BIb \rightarrow \theta = \frac{Bnab}{k}I$$

Dobbiamo dunque risaltare il nostro segnale, per questo la molla ha più spire (non più di 10 per evitare deformazioni), in tal modo inoltre, l'approssimazione angolare vale fino a $\theta < 40^\circ$ ($\max \theta = 3600^\circ$).

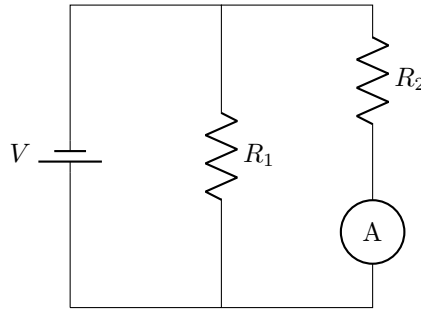
Nel caso della realtà abbiamo il cosiddetto *effetto Joule*, ovvero il riscaldamento del conduttore, quindi posso usare solo piccole correnti. Lo strumento appena descritto è detto **Amperometro**, costruendo un circuito con una resistenza e un amperometro in parallelo, possiamo misurare la corrente che passa nel circuito. avremmo

$$I = I_A + I_S = \frac{V}{R_A} + \frac{V}{R_S}$$

costruiamo la resistenza in modo che $R_A \ll R_S$ (per esempio $\frac{R_A}{R_S} = \frac{1}{10}$), tali R_S sono dette **resistenze di shunt**. La precisione, dunque, diminuisce in modo direttamente proporzionale all'aumento del numero di resistenze

4 Lezione 02/10/2025

Chiediamoci quale sia la ΔV ai capi di una resistenza e consideriamo la resistenza Ohmica $V_{AB} = IR$



Per farlo utilizziamo un amperometro, ma in tal modo lo perturbiamo, avremo $R < R^*$, per rendere la situazione accettabile aggiungiamo una resistenza prima dell'amperometro, tale che $R_2 \gg R$, potendo trascurare la corrente che passa nell'amperometro.

Dunque misuro la d.d.p. teorica rispetto a quella reale (con lo strumento di misura):

$$V_{AB} = IR \quad V_{AB}^* = I \frac{RR_A}{R + R_A}$$

$$\frac{V_{AB} - V_{AB}^*}{V_{AB}} = \text{errore dovuto all'amperometro}$$

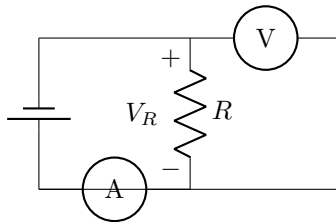
Ponendo R_A come somma di R_2 e quella dovuta all'amperometro.

Posso anche utilizzare un voltmetro, che lavora fra due materiali conduttori di resistenza trascurabile; uno strumento è il voltmetro a fogli conduttori, che in base all'angolo di inclinazione delle mie piastre mi indichi la ΔV .

4.1 Come misurare una resistenza

Nell'ipotesi che tale resistenza sia ohmica, dunque $R = \frac{V}{I}$ (caso ideale, non reale), ottenendo così una scala iperbolica (essendo V costante e I variabile). A causa della degradazione della batteria dello strumento erogatore della forza elettromotrice, ottengo un errore di sottostima su R .

Un altro modo per misurare la resistenza è utilizzare un generatore regolabile, mettere in parallelo la resistenza con un voltmetro e in serie ai due un amperometro.



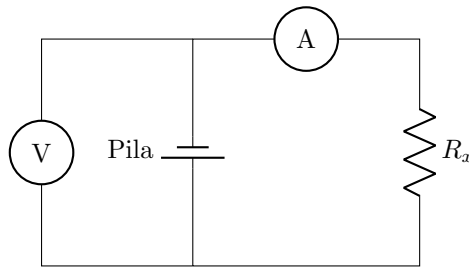
Posso disegnare un grafico V su I , successivamente cerco di ricavare la legge fisica, ciò che mi aspetto è un andamento lineare, dove $\frac{1}{m} = R$. Inoltre, a causa dell'effetto Joule si comincia a perdere la linearità, sostituita da un andamento logaritmico.

4.2 La qualità di una pila

La bontà di una pila è data dal fatto che anch'essa ha una resistenza interna, tanto più è bassa, migliore è la pila. Quando la pila inizia a consumarsi, la resistenza interna della pila aumenta a causa di fenomeni di ossidazione o sbalzi termici.

Per misurare lo stato della pila creo un circuito con essa e:

- un amperometro in serie alla pila (prima)
- una resistenza incognita, devo creare la più grande resistenza con quelle a disposizione (le metto in serie) ($R_x = \sum_{i=1}^n R_i$)
- un voltmetro in parallelo alla pila



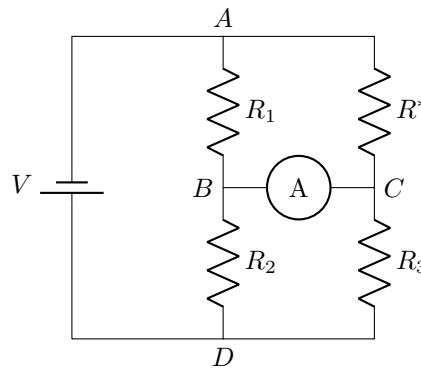
Creo un grafico V su I , aumentando la resistenza, ottengo un andamento iperbolico sul primo quadrante (grazie al cazzo). Nel momento in cui incontro un andamento lineare ("inversamente lineare") ho un comportamento ohmico, che facendo il fit lineare (sul sottoinsieme di dati ideale) posso ottenere il valore della resistenza interna della pila.

Estrapolando a $I = 0$ ottengo il valore della ΔV della pila. Con una pila nuova dovrei ottenere una linea orizzontale ad un certo valore di V .

5 Lezione 09/10/2025

5.1 Misura della resistenza

Una tecnica molto utilizzata è la *misura di zero*, che sono le più precise che si possono fare, in questo caso chiameremmo **misura a ponte di Wheatstone**



Le resistenze erano ottenute mettendo nelle loro posizioni dei *reostati*, per ottenere R^* si ottiene "giocando" con le resistenze fino ad azzerrare l'amperometro, infatti:

- se fra B e C non passa corrente vuol dire $\Delta V_{BC} = 0$
- quindi fra A-B e A-C avremo la stessa ΔV , $\Delta V_{AB} = \Delta V_{AC}$, ma avremmo anche $\Delta V_{BD} = \Delta V_{CD}$ (Kirchhoff)
- se la R^* obbedisce alla legge di Ohm (trascurando l'effetto Joule), avremmo

$$\Delta V_{AB} = IR \quad \Delta V_{AC} = I^* R^* \quad \Delta V_{BD} = I_2 R_2 \quad \Delta V_{CD} = I_3 R_3$$

ottenendo un sistema

$$\begin{cases} I_1 R_1 = I^* R^* \\ I_2 R_2 = I_3 R_3 \end{cases} \quad (1)$$

- se considero la corrente $I_A = 0$ allora avrò che le correnti sul stesso ramo della maglia sono uguali ($I_1 = I_2$, $I^* = I_3$).
- facendo il rapporto membro a membro di (1) ottengo:

$$R^* = R^3 \frac{R_1}{R_2}$$

5.2 Condensatori

Lo assumiamo come un accumulatore di cariche elettriche che inseriamo nel circuito.

Supponiamo di avere un **segnale elettrico** ovvero una variazione di ΔV nel tempo t , se

1. la carica associata al segnale viene portata al condensatore (grazie ad uno *spinotto*), esso si carica in modo logaritmico;
2. si ferma il caricamento;
3. si fa partire un altro circuito, che fa scaricare il più linearmente possibile il condensatore (l'andamento sarà esponenziale decrescente approssimabile al prim'ordine a una retta).
4. se carico il condensatore con un diverso segnale allora avrò una retta con la stessa pendenza ma che incontra lo zero della carica del condensatore in un punto diverso.
5. iterando il procedimento posso contare il numero di volte in cui un *clock* ha segnato lo scaricamento parziale del condensatore

Il numero di segnali è direttamente proporzionale al t necessario per scaricare il condensatore

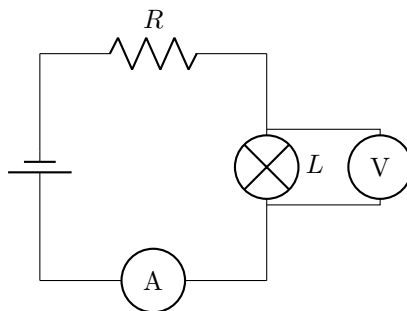
6. se inoltre il t di scarica è associato al segnale (a sua volta associata al tempo di carica), allora posso creare una relazione tra la carica e il tempo di carica ($\frac{C}{s} = A$)

Su questo procedimento si basa il funzionamento dell'amperometro

5.3 1° Esperienza di laboratorio

Utilizzeremo un circuito composto da

- una resistenza
- una lampadina a filamento, composta da:
 - un bulbo di vetro (da cui si può aspirare aria per sostituirla con qualche milli Bar di un gas nobile)
 - due filamenti collegati al circuito e ad un altro filamento (acciaio tungstenato), tramite l'effetto Joule viene prodotta illuminazione
- in parallelo alla lampadina un voltmetro
- un amperometro



L'obiettivo è quello di costruire una curva voltamperometrica (I vs V), se la lampadina rispetta la legge di Ohm allora mi aspetto un andamento lineare.

L'andamento reale è più esponenziale (sotto la linea retta ideale) ($I \propto V^2$), questo accade perchè il sistema fisico non è isolato (non tutta la f.e.m. crea corrente), infatti nel metallo della lampadina si crea attrito (emissione nell'infrarosso), l'elettrone di conduzione si muove in modo erratico (a causa degli scontri con gli elettroni degli atomi del metallo). Si formano, incoerentemente, dei fotoni i quali creano delle differenze nel campo elettrico. Difatti, gli elettroni dell'atomo possono eccitarsi e cambiare orbitale. L'atomo eccitato ritorna allo stato fondamentale dopo circa $10^{-8}s$, l'energia liberata forma i fotoni con frequenze nel visibile:

$$E_\gamma = h\nu$$

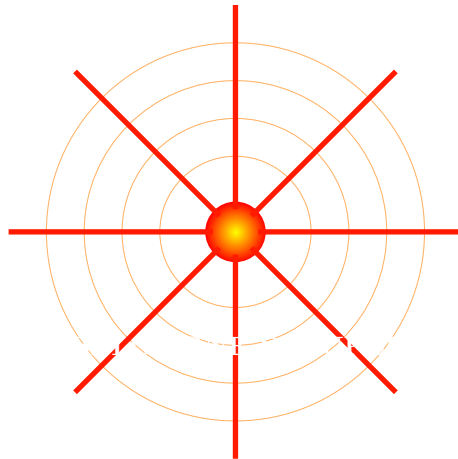
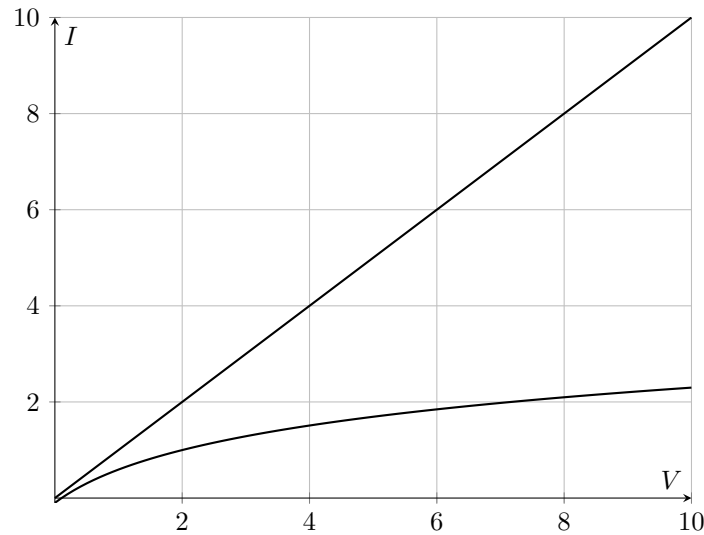
Se uno degli e^- di conduzione riesce ad eccitare gli elettroni di un atomo della mia resistenza interna alla lampadina, allora dopo riesco a produrre una luminescenza (transiente, transizione di fase). Abbiamo individuato un *fenomeno a soglia* (che si verifica solo quando un determinato parametro supera un valore critico preciso, in questo caso l'energia)

Supponiamo che a V^* inizia tale fenomeno, da qui in poi la conduzione nel circuito cambia (inizia il comportamento logaritmico), infatti l'energia che io fornisco sotto forma di f.e.m. verrà assorbita e poi dissipata.

La differenza fra la curva e la retta ideale continua ad aumentare fino al bruciare del filamento (il metallo bolle), ovvero un po' di metallo diventa gas dentro se stesso, il filamento si gonfia (aumenta la resistenza, sia perchè è più caldo, sia perchè è diminuita l'area della sezione retta in alcuni punti).

Al bruciare del filamento $I = 0$, ma la zona subito prima precedente da questa decaduta è di transione di fase (scioglimento e rottura). In realtà anche nella prima transizione di fase (inizio emissione fotoni), ci sono delle piccole oscillazioni che però non sono visibili.

N.B.: durante le transioni di fase ci sono delle fluttuazioni negli osservabili, nel nostro caso ciò è dovuto allo scambio energetico, che modifica la resistenza (osservabile) del filamento. In generale i fenomeni di transizione sono associati oscillazioni nelle osservabili. Sapendo che $R = \frac{1}{m} = \frac{\Delta V}{\Delta I}$, questi Δ sono dati dalle spezzate che collegano i nostri punti. Questa resistenza, detta *resistenza dinamica*, fluttua molto nel momento delle tranzioni di fase



[esplosione di supernova]

La polarizzazione risulta ininfluenza per il nostro sistema fisico

6 Lezione 13/10/2025

6.1 Come fare la relazione

- titolo
- preambolo: breve descrizione dell'esperienza
- tabelle (brevi, 7 righe e 4 colonne e in allegato se molto lunghe)
- descrizione dell'apparato sperimentale se i dati dipendono fortemente dall'apparato
- grafici (che mostrano l'andamento fisico);
stessa dimensione del carattere della relazione sugli assi;
barre d'errore per ogni punto (se pochi punti), altrimenti si inseriscono ogni 3/4 punti.
- commenti sui grafici (più quantitativi possibile)
- osservazioni sui risultati attesi e confronto con quelli ottenuti (citare le fonti d'errore)
- se i risultati sono in linea con le aspettative si può commentare questo fatto, aggiungendo dati numerici che verificano quest'ipotesi

6.2 Semiconduttori

La disposizione degli elettroni negli atomi di un conduttore presenta abbassamenti di potenziale all'avvicinarsi al nucleo dell'atomo contiguo. Dunque, la maggior parte degli elettroni si trova al di sopra di una certa soglia di energia. Alcuni elettroni si trovano $2/3 \text{ eV}$ al di là di questa soglia, andando ad eccitare questi nuclei (es. scaldando gli elettroni) il materiale può diventare un conduttore, superando le buche di potenziale, questi materiali sono detti *semiconduttori*. Essendo la barriera energetica di pochi eV , allora una bassa differenza di temperatura produce una grande quantità di elettroni disponibili per la conduzione elettrica.

Alcuni materiali di questo tipo sono il silicio (Si) e il Germanio (Ge). Essi sono atomi *tetravalenti*, dunque formano strutture nei cristalli tetraedici (ognuno è legato con altri 4 atomi).

All'interno di questi materiali si possono già trovare degli elettroni liberi, circa $\frac{1e}{10^6 \text{ atomi}}$, che aiutano la conduzione.

Quanto un elettrone di conduzione si slega dalla sua nicchia, allora oltre alla carica negativa si crea anche una *lacuna*, che è l'equivalente di una carica positiva che ha modulo opposto a quello della carica negativa. la lacuna viene occupata da un elettrone vicino, che a sua volta lascia una lacuna, creando una corrente.

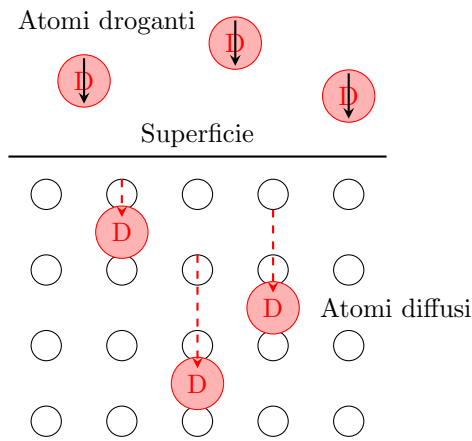
Si individuano così 2 tipi di conduzione:

- conduzione per elettroni liberi (fluttuazioni termiche)
- conduzione per lacune (passaggio in *banda di conduzione*)

La differenza energetica fra i campi elettrici dei materiali è peculiare per ognuno di essi, avvicinando i due si creano della possibilità di "travaso" degli elettroni. Si usa, per favorire ciò, il **drogaggio**, ovvero l'inserimento di atomi di un altro materiale con un diverso numero di valenza (tri/pentavalenti), così da creare una lacuna o un elettrone libero.

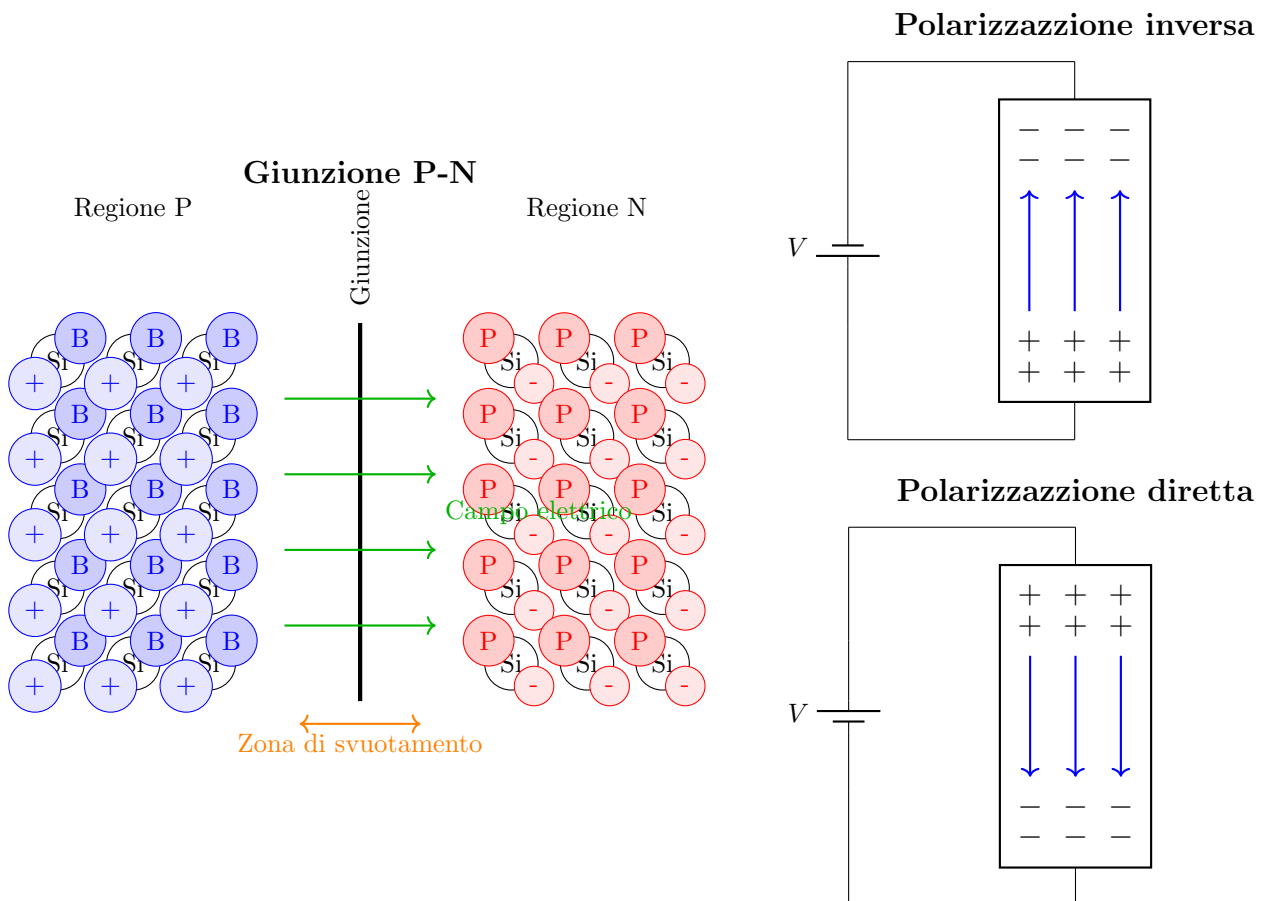
- L'assorbimento di questi materiali avviene per *diffusione*, creando un surplus di elettroni liberi o lacune
- Prima dell'inizio della diffusione i materiali sono intrinsecamente neutri, solo successivamente si accumulano cariche
- La regione di contatto fra i materiali è detta **giunzione**
- La condizione d'equilibrio si raggiunge quando la quantità di cariche si stabilizza (ma lo scambio continua sempre ad esserci)
- Lo spazio sulla giunzione è detto **zona di svuotamento**, in cui non ci sono più cariche libere di muoversi (almeno di motivi termici), di cui valuteremo lo spessore.
- L'oggetto che si ottiene con questo processo si chiama **diodo**

Tutto ciò avviene in una decina di secondi.

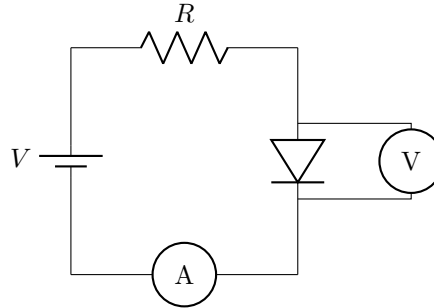


Inserendo il diodo in un circuito possiamo creare

- una **polarizzazione inversa** con generatore la cui corrente passa in discordia alla carica nel diodo, tale processo:
 - aumenta la quantità di cariche da una parte e dall'altra
 - diminuisce la zona di svuotamento
 - vi è minor passaggio di corrente, e quella che passa lo fa a causa di movimenti termici
- una **polarizzazione diretta** se la corrente del generatore va nella stessa direzione della carica nel diodo, in questo caso la zona di svuotamento aumenta



Creando un circuito di questo tipo



mi aspetto che la corrente tenda asintoticamente ad un certo I_0 per correnti negative, per correnti positive invece la corrente cresce esponenzialmente (le curve sono tipiche per un certo valore di temperatura). La formula che mi descrive questo andamento è (per un diodo ideale)

$$I(V) = I_0 e^{\left(\frac{qV}{\eta kT}\right)} - 1$$

dove η è un parametro adimensionale che dipende dal materiale.

Al crescere della temperatura la curva "aumenta la sua pendenza", mentre I_0 diminuisce (più grande in modulo). Ho l'andamento opposto se diminuisco la temperatura, in tal caso, infatti, la resistenza interna del diodo aumenta.

- I_0 dipende dalla temperatura:

$$I_0 \propto KT^\alpha e^{-\frac{qV_G}{kT}}$$

con $\alpha \in (1, 2]$ e K costante i due segni all'argomento dell'esponenziale si "cancellano"

- Anche se stiamo applicando una polarizzazione inversa (tensione negativa), poiché il comportamento è Ohmico, la curva caratteristica sarà completa e simmetrica. Potremo quindi ricostruire l'intero comportamento, inclusa la parte di polarizzazione diretta, semplicemente per simmetria.
- Mettendo il diodo in un bagno per mantenere la temperatura costante, posso rilevare sul grafico i punti di intersezione fra certi valori I^* e V^* . Con questi valori posso fare un altro grafico V vs T , da cui osservo che, al decrescere della temperatura la tensione aumenta, ed è ciò che si osserva in un diodo reale, tale oggetto dunque riesce a mettere in correlazione lineare la T con una variabile da me controllabile (V). Quindi è sufficiente un sistema, che, fissata una corrente, mi fornisca la tensione del circuito per sapere la temperatura del diodo.
- Prendendo 3 valori di corrente, se il diodo è ideale, mi aspetto che aumentando I V aumenti linearmente, questo vale finché non raggiungo temperature tali da cambiare la natura del materiale del diodo

6.3 Come fare il fit esponenziale

Poiché sappiamo fare un fit lineare possiamo linearizzare la nostra equazione, prendendo valori di V tale che l'argomento dell'esponente sia maggiore di 1 posso usare

$$I(V) \simeq I_0 e^{\left(\frac{qV}{\eta kT}\right)} \rightarrow \log(I) = \log(I_0) + \frac{qV}{\eta kT}$$

dunque sto facendo un fit in scala semilogaritmica da cui

- ottengo il valore di $\log(I_0)$
- conoscendo q , k e T posso ottenere η (circa 2 per il silicio, 1 per il germanio)

7 Lezione 20/10/2025

7.1 Diodo

Nel caso si dia energia agli atomi presenti nella fascia di separazione del diodo, si possono osservare fenomeni di conduzione elettrica. Quando il diodo è polarizzato in avanti, gli elettroni possono attraversare la giunzione p-n, mentre in polarizzazione inversa, la giunzione si comporta come un isolante.

Prendiamo il caso di fornire un fotone di energia:

$$E = h\nu \quad \nu = \frac{c}{\lambda}$$

se l'energia del fotone è maggiore della banda proibita (ovvero l'energia di ionizzazione), allora l'elettrone può essere

eccitato nella banda di conduzione. In questo caso si creano due cariche:

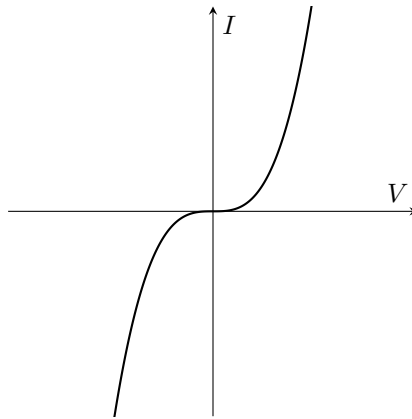
- l'elettrone libero (carica negativa)
- la lacuna (carica positiva)

Possiamo avere due casi:

- Nel caso il diodo sia polarizzato da una tensione inversa, l'elettrone eccitato può attraversare la giunzione p-n, creando una corrente di *fotocorrente*. Dunque un diodo è in grado di trasformare l'energia luminosa in forza elettromotrice; un diodo è in certe situazioni un *generatore di corrente*.
- Nel caso di polarizzazione diretta (diminuzione della zona di svuotamento), la funzione d'onda dell'elettrone ha una probabilità maggiore di sovrapporsi con la funzione d'onda della lacuna, ("ricade nella lacuna").

Se il diodo è stato drogato in modo da emettere luce nel visibile, possiamo osservare questo fenomeno nelle parti più esterne del diodo, questo è quello che viene chiamato LED.

Osserviamo la tipica curva di un diodo LED, per un certo colore:



Nel caso la creazione di un fotone avvenga nelle zone più interne del diodo, ho una certa probabilità che il fotone venga riassorbito prima di uscire dal diodo. La luce viene emessa in un cono di angolo solido, dipendentemente dal materiale e dalla geometria del diodo.

La curva volt-amperometrica di un diodo LED è simile a quella di un diodo normale, ma con una soglia di tensione più alta (circa 2V per il rosso, 3V per il blu, mentre per quello normale è circa 0.7V). L'energia del fotone emesso è proporzionale alla tensione di soglia:

$$E = qV$$

allora logicamente, al variare del colore della luce emessa varia la tensione di soglia del diodo. Questo mi permette di calcolare la costante di Plank:

$$E_i = qV_i = \frac{hc}{\lambda_i} \rightarrow h = \frac{qV_i\lambda_i}{c}$$

7.2 Verifica dell'effetto fotoelettrico

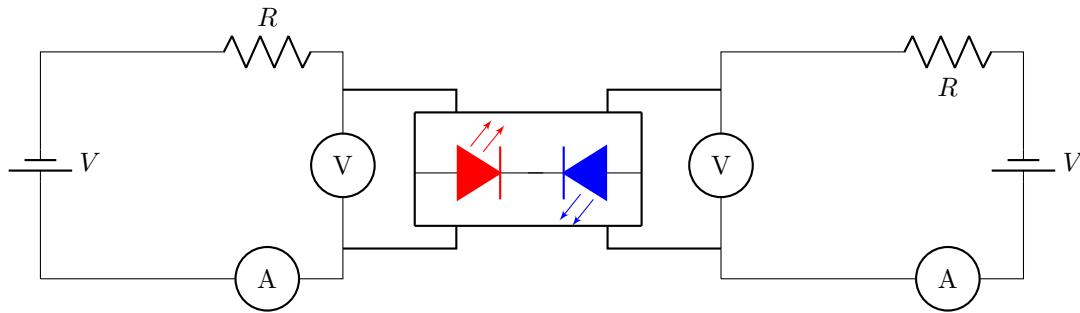
Il nostro obbiettivo è quello di verificare che:

- da una certa ν , l'energia cinetica degli e^- emessi da un elettrodo illuminato aumenta al crescere della frequenza della luce incidente
- da una certa ν , aumentano gli e^- emessi da un elettrodo illuminato proporzionalmente a I della luce incidente

Questo avviene perché $I_{luce} \propto \frac{n_{fotoni}}{s}$ e maggiore sarà il numero di e^- emessi; inoltre $E_{fotone} = h\nu$, per estrarre un elettrone bisogna cedergli una energia minima $E_{estrazione} \propto E_{legame}$, quindi:

$$E_{fotone} = E_{estrazione} + E_{cinetica}$$

Creo un circuito con due LED che si guardano in una scatola isolata, entrambi collegati ad un circuito di misura volt-amperometrica. Così in base a quale accendo posso creare un LED emettitore e un fotodiodo ricevitore. La differenza di potenziale misurata sul fotodiodo dipende dalla frequenza della luce emessa dal LED emettitore e dalla tensione ai capi del LED.



Se allora alimento il fotodiiodo con una tensione negativa (polarizzazione inversa) posso misurare la tensione di fotocorrente che dipende dalla frequenza della luce incidente.

7.3 Misura della costante di Faraday

La costante di Farady F è la carica di una mole di elettroni: $F = N_A e$, i quegli annni però Avogadro non aveva ancora misurato la sua famosa costante.

$$F = e \cdot N_A = 9.64853321233100184 \times 10^4 \frac{C}{mol}$$

Per misurare questa costante si usa:

- bacinella di acqua bidistillata con disciolto del solfato di rame ($CuSO_4$)
Quando lo disciolo in acqua allora si dissocia in ioni Cu^{2+} e SO_4^{2-} , che vengono circondati da molecole d'acqua (solvatazione). Se aggiungo ad un oggetto in maniera isotropa degli elementi che si possono sovrapporre, allora mi riconduco ad un sistema come se fosse delle sfere che si muovono in un fluido puro (acqua), allora entra in gioco la forza di Stokes:

$$F = 6\pi\eta r v \quad \text{con } \eta \text{ viscosità del fluido}$$

- inseriamo due elettrodi di rame collegati ad un generatore di tensione continua ed un amperometro in serie. Quando accendiamo il generatore sull'elettrodo negativo (catodo) si avvicinano gli ioni Cu^{2+} che catturando 2 elettroni poi si legano all'elettrodo stesso; processo simile avviene all'anodo con lo ione SO_4^{2-} che cedendo i due elettroni forma di nuovo il sale che si stacca dall'elettrodo e si dissolve nell'acqua.
- misurando allora gli elettrodi prima e dopo l'esperimento posso misurare la massa di rame depositata sul catodo Δm , trovando dunque:

$$\frac{\Delta m}{M.A.Cu} N_A 2e = Q = \sum_{i=1}^n I(t_i) \Delta t$$

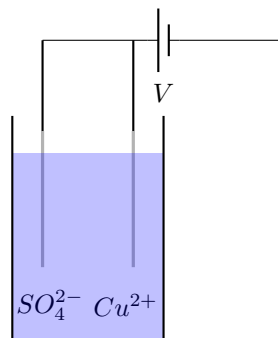
dove prendo degli intervalli di tempo abbastanza piccoli da considerare la corrente in quell'intervallo costante, l'errore maggiore è quello sulla massa.

- da queste considerazioni ottengo dunque (riscrivendo $F = N_A e$):

$$F = \frac{M.A.Cu}{2m} \sum_{i=1}^n I(t_i) \Delta t$$

se misuro circa gli stessi intervalli di tempo posso far uscire il mio Δt .

- a causa delle variazioni di temperatura della concentrazioni devo fare una soluzione *sovrasatura* e ciò ci aiuta anche a solvatare tutte le molecole d'acqua (per cui basta una saturazione);



soluzione elettrolitica

8 Lezione 23/10/2025

8.1 Misura della costante di Farady in laboratorio (parte 2)

La legge di Stokes vale nel caso in cui oggetti di grandi dimensioni si muovono in un fluido, ma nel nostro caso il solvente acqua è occupato a solvatare ioni, dunque dobbiamo considerare il caso in cui il composto è molto lontano dalla saturazione per misurare la dimensione dell'atomo.

Scioglieremo in 900ml di acqua circa 30g di rame (solubilità massima di $CuSO_4 \simeq 300 \frac{g}{L}$)

La corrente ionica che passa nel fluido utilizziamo una geometria semplice, due elettrodi planari e paralleli fra loro, immersi di un'area Σ nella soluzione elettrolitica, separati da una distanza d . In questo modo definisco uno spazio (d) entro la quale passa la mia corrente, essa la posso definire come un flusso (j) di corrente che posso considerare perpendicolare agli elettrodi poichè la forza più preponderante è quella elettrica, dunque il tempo necessario per attraversare d

$$j = 2ev[C_s]d = 4e[C_s]v \quad I = \vec{j} \cdot \vec{\Sigma} = 4e[C_s]\Sigma v$$

dove C_s mi rappresenta il numero di molecole di soluto che ho disciolto nella soluzione rispetto al volume.

Tutto il ragionamento è fatto per trovare la velocità media v_{infy} degli ioni che si muovono verso l'elettrodo.

$$v_{infy} = \frac{I}{4e[C_s]\Sigma}$$

Lo ione tende ad una velocità di deriva all'interno della soluzione, che è proporzionale al campo elettrico applicato e agli attriti viscosi. La velocità di deriva viene raggiunta in un tempo $< 1ms$ nel caso del nostro caso. Dunque consideriamo $v = \text{const}$, la sommatoria delle forze è nulla:

$$\frac{2eV}{d} - 6\pi\eta Rv_\infty = 0$$

essendo v la velocità di deriva, da qui posso ricavare il raggio della molecola composta da acqua e ione.

$$R = \frac{8e^2 V c_s \Sigma}{6\pi\eta I d} \quad R = \text{raggio molecola}$$

questo modello funziona solo se la resistenza della cella ha un comportamento Ohmico, dunque ha una resistenza costante. Altrimenti se non fosse così troverei che in base al voltaggio che trovo la mia molecola ha raggi diversi.

Dobbiamo allora misurare la **Resistenza della cella**, così da capire in che intervallo la cella è Ohmica.

8.2 Diodi (parte 2)

Posso usare un diodo come rivelatore di particelle, perchè la giunzione pn è suscettibile all'energia che arriva sulla sua superficie. Nel diodo in polarizzazione inversa, se ho una grande differenza di potenziale ai capi del diodo vedo il fenomeno del *brakedown*, dunque un grande passaggio di corrente tra un attimo e l'altro.

Posso usare questo fenomeno per aumentare la zona di svuotamento fino al limite, così da avere degli atomi che volentieri cedono elettroni (essendo molto "stetchati"). Da questo effetto posso costruire un **rilevatore di raggi cosmici**. Per esempio per rilevare particelle cosmiche come i *muoni*, infatti questi attraversando il mio diodo svuotato questo urterà con le nubi elettroniche andando a volte a donare abbastanza energia per far uscire un elettrone dal suo guscio di valenza. Con questo fenomeno vado a creare sia un elettrone libero che una lacuna libera alla volta.

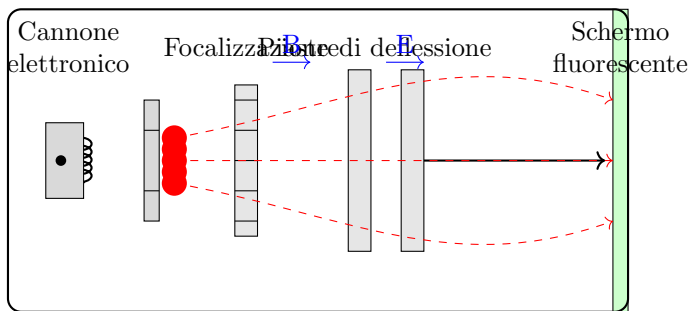
Essendo che il muone perde circa 10MeV, e per scalzare il mio elettrone mi servono circa 25eV, allora avrò una corrente significativa.

8.3 Positroni elettronici e cariche quantiche

Come possiamo utilizzare l'elettrone come strumento di misura? Oggi lo spieghiamo

8.4 Tubo catodico

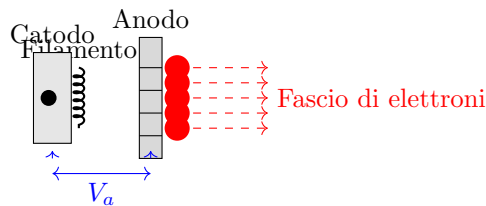
È un cilindro di vetro con il vuoto all'interno, in grado di collimare gli elettroni tutti in un unico fascio (tramite un cannone elettronico) Che va a colpire uno schermo fluorescente, che si illumina quando viene colpito (il fenomeno della fluorescenza avviene in circa 10ns)



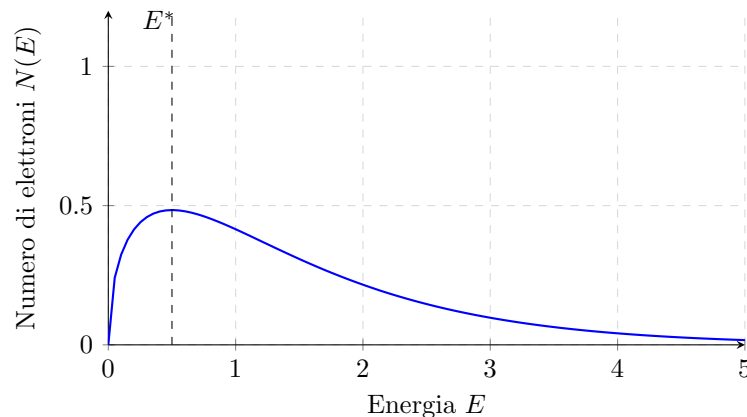
8.4.1 Produzione del cannoncino elettronico

Come sorgente di elettroni utilizziamo un filamento incandescente, tali elettroni avranno energia cinetica tale da superare quella di estrazione dal metallo

Inizialmente il cappuccio metallico è neutro, man mano che perde elettroni si carica positivamente, quindi devo collegarlo ad un *serbatoio di elettroni*, la Terra.



Ritorniamo alla vecchia distribuzione delle velocità di Maxwell-Boltzmann, che mi spiega anche la distribuzione degli elettroni emessi. Al crescere dell'energia il numero degli elettroni diminuisce, la gran parte degli elettroni si troverà ad una certa E^*



All'uscita degli elettroni vi è una grande differenza di potenziale (1500V) posizionata su una piastra anodica posizionata davanti all'emettitore, se riesce ad uscire da un forellino esso si ritroverà a una certa E^{**} anche dopo l'uscita dal cannoncino. In questo modo ho creato un fascio di elettroni con una simile energia, di circa $E \simeq 1502 \text{ eV}$.

9 Lezione 27/10/2025

9.1 Tubo catodico parte 2

9.1.1 Alcune precauzioni

- Bisogna stare molto attenti a dare la tensione giusta alla lampadina del tubo catodico, in quanto nel caso si bruci bisogna sostituire tutto il tubo catodico.
- La tensione di $\sim 1500V$, impostata a tale valore per:
 - non avere fenomeni di scarica,
 - fenomeni di emissione, infatti il metallo può essere soggetto ad fenomeni di vaporizzazione e emissione di raggi X. Essa è dovuta all'eccessiva energia degli elettroni che andando a collidere con il metallo vanno ad eccitare gli elettroni dei gusci più profondi, questi quando ritornando allo stato fondamentale emettono radiazioni nella banda dei raggi X.

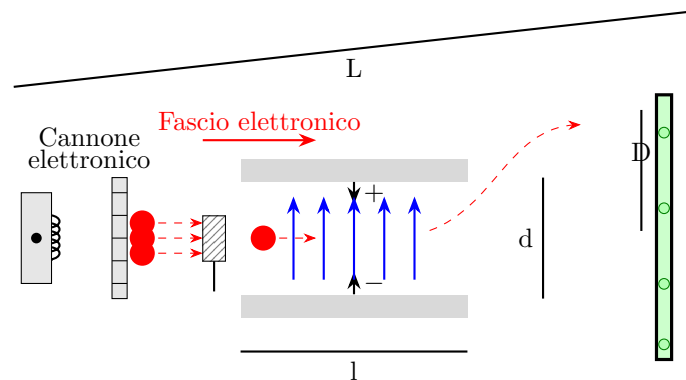
9.1.2 Collimatore e griglia di controllo

All'uscita del cannoncino elettronico riesco ad ottenere un fascio di elettroni omocinetico (di energia $E \simeq 1eV$) Per convogliarli tutti in un forellino si usa un elettrodo cilindrico, con una *tensione di collimazione*, ciò permette di avere il minimo di potenziale del campo sull'asse di simmetria, che è identico a quello del cilindro.

Mentre l'oscilloscopio funziona potrebbe essere utile fare delle operazioni di sistemazioni di tale fascio, poichè non posso semplicemente spegnere lo strumento, visto che i fenomeni d'interesse sono di pochi *ms*, viene aggiunta una griglia metallica (acciaio tungstennato), praticamente geometricamente trasparente (oscura meno dell'1% dell'area totale), ma molto fitta, infatti essa è composta da fili metallici di circa $10\mu m$ e distanziati di $10\mu m$ tra uno e l'altro. Dondandola di un potenziale negativo essa andrà a respingere gli elettroni prodotti, essa viene posizionata vicino al catodo che genera il fascio di elettroni, così che gli elettroni non abbiano già acquistato un'energia elevata. La sua funzione è quella di modulare il fascio di elettroni nell'intervallo di pochi *ns*.

9.1.3 Fase di misurazione

Questo strumento, in generale, viene utilizzato per misurare delle tensioni che variano nel tempo, attraverso il posizionamento di un condensatore piano collegato al generatore di tensione variabile (che genera il segnale da studiare) e posizionato con le due facce sopra e sotto il fascio di elettroni.



Trascurando effetti di bordo (per esempio con elettrodi di guardia), posso affermare che quando l'elettrone passa tra le piastre del condensatore subirà una variazione della sua traiettoria dovuta al campo $E = \frac{V(t)}{d}$ generato dal condensatore.

Posso descrivere il mio elettrone attraverso la meccanica classica, perchè l'energia che fornisco è molto minore dall'energia di massa dell'elettrone ($\sim 0.511MeV$), dunque:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV_{acc}$$

il mio elettrone dunque subirà una deviazione parabolica da parte del condensatore, e colpirà un punto diverso del mio schermo. Supponendo che le tensioni date siano in grado di far assumere una traiettoria coincidente alla forma superficiale dell'oscilloscopio, Essendo:

- L la lunghezza del cannoncino
- d la distanza delle due piastre
- D la distanza dal centro dello schermo
- l la lunghezza della piastra del condensatore

posso mettere in relazione D con d tramite $V(t)$, supponendo che il tutto in sia lineare (ovvero quando $L \gg l$), posso approssimare \overline{LdD} ad un triangolo rettangolo ($d \ll D$)

La geometria della deviazione è la seguente: Dato J l'impulso dell'elettrone uscito dalla prima coppia di placche

$$p_{\perp} = m_e v_{\perp}$$

dove v_{\perp} è la velocità acquisita dopo le prime placche (prima aveva solo v_{\parallel}). Utilizzando il teorema dell'impulso:

$$dp_{\perp} = F_{ellett} dt$$

dove $F_{ellett} = eE = \frac{eV(t)}{d}$ e $dt = \frac{l}{v_{\parallel}}$, tempo nella quale l'elettrone attraversa il condensatore.

Il momento parallelo dell'elettrone, $p_{\parallel} = m_e v_{\parallel}$, posso invece collegarlo all'equazione dell'energia cinetica.

La distanza D dal centro dello schermo è data da:

$$D = L \tan(\theta)$$

dove

$$\tan(\theta) = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$$

Sviluppando i calcoli:

$$p_{\perp} = \frac{elV(t)}{dv_{\parallel}}$$

$$\tan \theta = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} = \frac{elV(t)}{dmv_{\parallel}^2}$$

Sostituendo $v_{\parallel}^2 = \frac{2eV_a}{m}$:

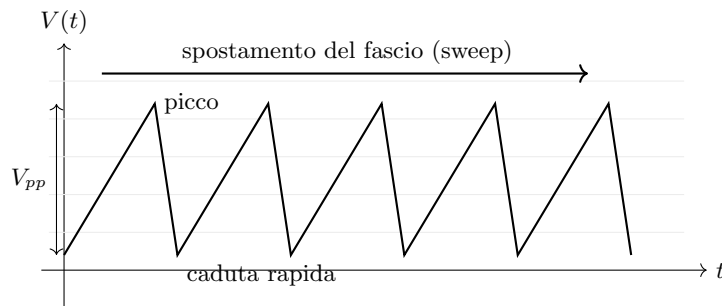
$$\tan \theta = \frac{lV(t)}{2dV_a}$$

Infine:

$$D = L \tan \theta = \frac{Ll}{2dV_a} V(t)$$

Dunque $D \propto V(t)$.

Inserisco inoltre un altro condensatore verticale alimentato da tensione variabile a *dente di sega*.



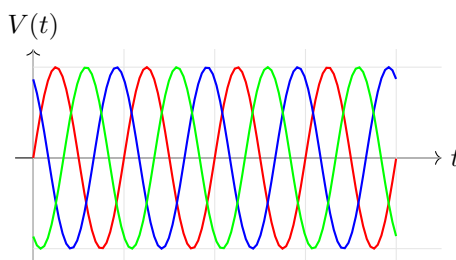
Rampe lineari rappresentano il segnale di deflessione orizzontale.

La caduta rapida riporta il fascio all'inizio del prossimo sweep.

Questo mi serve per spostare il fascio da sinistra a destra dello schermo v costante passando da una certa V_0 a $-V_0$ (all'inizio positiva perchè devo attrarre gli e^-),

9.1.4 Limiti dello strumento

Pensando ad un segnale sinusoidale posso "riportarlo indietro", ma perdendo qualche ms , dunque vedrò il secondo segnale sfasato



Ora entra in gioco la griglia per schermare gli elettroni, che mi serve per evitare di avere fenomeni di sfasamento, infatti utilizzo un *sistema di trigger*: imposto l'oscilloscopio che trasmetta il segnale solo dopo un tempo di trigger $\Delta t > \Delta t$, (maggiore del tempo che ci metto a riportare il segnale a tensione iniziale) Inoltre impongo l'inizio della misurazione solo quando il segnale si trova al di sopra di una tensione di soglia V_T , per ogni ripetizione. Questo mi permette di vedere il segnale sempre in fase ed evitare l'errore dovuto a Δt .

Quando quando si ha una variazione di $V(t)$ molto elevata, dunque ho un cambio repentino del potenziale, troppo elevato rispetto al tempo che in cui l'elettrone attraversa il condensatore ($dt = \frac{d}{v_{\parallel}}$). Se la mia frequenza di variazione $f_{V(t)} \simeq \frac{1}{dt}$, avrò degli errori molto elevati.

Altri errori si generano dalle capacità parassite del circuito, $RC = \tau$, che ha le dimensioni di un tempo. La frequenza alla quale ho molti errori dovute alle caratteristiche intrinseche dell'oscilloscopio è dato da:

$$\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta t}\right)^2 + \left(\frac{1}{\tau}\right)^2}$$

Il teorema di Nyquist-Shannon stabilisce che per campionare un segnale devo avere una frequenza di campionamento che è almeno il doppio della frequenza massima del segnale da studiare per una corretta ricostruzione.

10 Lezione 30/10

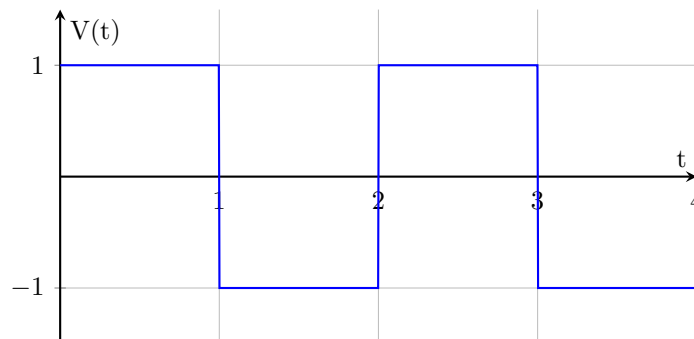
10.1 L'andamento a onda quadra

La corrente che viene erogata dalla rete elettrica è del tipo:

$$V(\theta) = V_0 \sin(\omega t + \phi)$$

. Quando ho una corrente non costante nel mio conduttore (accelerazione a cui sono sottoposti gli elettroni), la carica elettrica irraggia energia. L'intensità dell'irraggiamento è proporzionale all'accelerazione a cui è sottoposta. Per esempio se una carica la sottopongo ad una differenza di potenziale.

Andamento ad onda quadra di $V(t)$



L'andamento di V può essere anche ad onda quadra, impossibile da realizzare perfettamente nella realtà. Infatti si creerà sempre un'onda trapezoidale. Per poterla chiamare onda quadra definiremo la durata dell'onda come la distanza a metà altezza tra la curva di salita e di discesa (in un grafico V vs t).

Per studiare il funzionamento di un circuito ci basta studiare un filo che collega i capi di un generatore di forza elettromotrice:

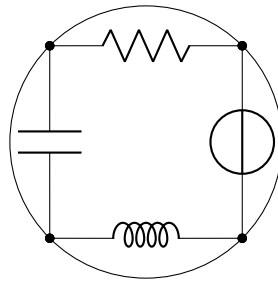
- ogni tratto di filo influisce sul resto del filo, attraverso vari fenomeni;
- Un circuito chiuso percorso da corrente produce un *campo magnetico*, che si propaga con velocità $\sim c$ e la sua formazione richiede un dispendio di energia. Andando a chiudere il filo su se stesso riesco a cambiare la distribuzione d'energia magnetica prodotta dalla corrente. Allora cambiando la *topologia* mi fa cambiare l'energia necessaria a far passare corrente all'interno del filo.
- posso allora introdurre il concetto di *induttanza* (L), che è una specie di inerzia energetica collegata ai campi magnetici.

$$V = \frac{L \Delta I}{\Delta t}$$

N.B: quando trattiamo correnti non continue ($dI/dt \neq 0$), dobbiamo stare attenti ad introdurre meno spire possibile tra i fili;

- introduciamo anche la *capacità* (C) come lo spazio per contenere la quantità di carica che si riesce a far affluire sulla superficie di un condensatore, detta essa Q , avremo:

$$Q = VC \rightarrow V = \frac{Q}{C}$$

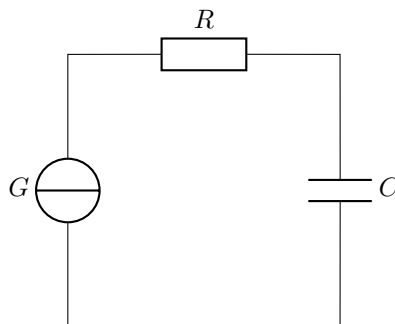


10.2 I circuiti con corrente variabile

Consideriamo un generatore di segnali (o *generatore di forma d'onda*) G , colleghiamolo ad un circuito semplice composto da una resistenza e un condensatore di capacità C

Possiamo utilizzare le *leggi di Kirchhoff* se assumiamo che esse valgano *istante per istante*, ovvero in modo tale che non ho strumenti per verificare la loro validità. La differenza di potenziale è collegata alla carica Q :

$$V(t) = \frac{Q}{C} + IR = \frac{Q}{C} + R \frac{dQ}{dt}$$



$$V(t) \begin{cases} 0 & \text{per } t < 0 \\ V_0 & \text{per } t \geq 0 \end{cases}$$

Risolvendo l'equazione a variabili separabili trovo

$$Q = Q_0(1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \rightarrow V = V_0(1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \quad \text{dividendo per } C \text{ la prima}$$

Il risultato ci illustra come si accumula la carica e come varia la differenza potenziale ai capi del condensatore. Grazie all'oscilloscopio posso confrontarlo con l'onda quadra generata.

- passato un tempo $t = RC$ l'esponenziale $e^{-1} \simeq \frac{1}{3} \rightarrow 1 - \frac{1}{3} = \frac{2}{3}$, dopo tale tempo $\tau = RC$ il condensatore è arrivato a $\frac{2}{3}$ del valore V_0 a cui tende asintoticamente;
- per quanto appena detto osserveremo punti a multipli di RC
- dato che la carica è quantizzata, si avrà un certo valore dopo il quale si raggiunge il segnale soglia;
- quando il condensatore si scarica trovo la legge:

$$V(t) = V_0 \exp\left(-\frac{t}{RC}\right)$$

Prenendo il logaritmo:

$$\log(V(t)) = \log V_0 - \frac{t}{RC}$$

dunque posso linearizzare la singola fase in scala semilogaritmica

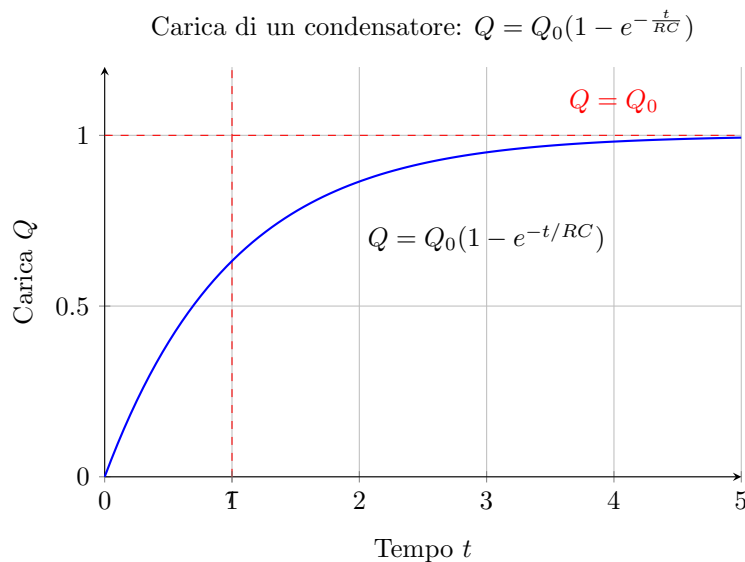


Figure 1: Andamento della carica Q in funzione del tempo t durante la carica di un condensatore

- tutto ciò vale ovviamente anche per $Q(t)$

Se il periodo dell'onda quadra è sufficientemente lungo, il condensatore ha il tempo di caricarsi e scaricarsi quasi completamente durante ciascun periodo. Di conseguenza, la tensione ai suoi capi mostra andamenti esponenziali alternati: nella fase in cui l'ingresso è alto il condensatore si carica verso il valore asintotico positivo, mentre nella fase in cui l'ingresso è basso si scarica (o si carica in senso opposto) verso quello negativo.

10.2.1 Come verificare la legge esponenziale in laboratorio

Tali "onde" sono parallele ad un asse passante per $\frac{V_0}{2}$, le curve sono sovrapponibili, dovremo verificarlo sperimentalmente.

- prendiamo delle coppie di valori (V, t) ;
- per una singola onda li inseriamo in un grafico V vs t ;
- se non rileviamo più cambiamenti nel voltaggio, possiamo approssimare l'asintoto della curva a V_0
- per verificarlo ora ad ogni punto sommiamo $-V_0$, così troviamo se le curve di carica e scarica corrispondono;

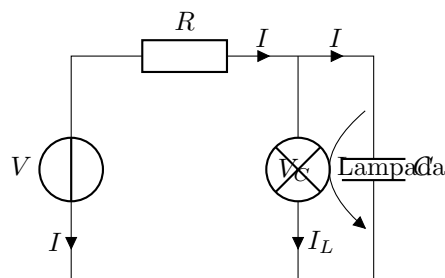
Alcune osservazioni

- se abbiamo sovrastimato o sottostimato il valore di V_0 troveremo punti traslati
- la non rettangolarità dell'onda quadra durante l'inizio e la fine della carica (e della scarica) non permette il rispetto della legge esponenziale

10.3 Come costruire un onda a sega

Per creare un onda a sega uso il classico circuito RC, con una lampadina al neon (due elettrodi cilindrici in ambiente al neon), in parallelo al condensatore.

Chiamiamo $C_{eq} = C + C^*$, dove C^* è la capacità della lampadina.



- Il generatore fornisce una tensione $V_0 > V_{S_1}$, che carica il condensatore.
- Quando la tensione V tra gli elettrodi del neon raggiunge la **soglia di ionizzazione** V_{S_1} :
 - Il campo elettrico polarizza gli atomi di Neon.
 - Si strappa un elettrone, innescando una **scarica** per ionizzazione per urto.
 - Gli elettroni liberati creano un *effetto a cascata*, moltiplicando gli urti ionizzanti.
- La scarica provoca:
 - Un **calo rapido** della tensione V ai capi del condensatore (per riduzione della carica).
 - La scarica si interrompe quando $V < V_{S_2}$, dove V_{S_2} è la **soglia di estinzione**.
- Obiettivo del circuito:
 - **Rallentare la diminuzione** di V dopo il superamento di V_{S_1} .
 - Limitare la corrente di scarica per ottenere un **andamento graduale** della tensione.
 - Generare così una forma d'onda a **dente di sega**.

Il fenomeno luminoso osservato è la *luce caratteristica* del Neon è emessa durante la ricombinazione degli elettroni con gli ioni positivi.

11 Lezione 06/11/2025

11.1 Circuiti RCL

Immaginiamo un sistema che emette radiazioni elettromagnetiche, potremmo considerarlo isolato se e solo se consideriamo anche lo spazio attorno ad esso e per un periodo di tempo breve. Le leggi di Kirchhoff, come già detto, sono valide solo istante per istante, dunque rappresentano delle approssimazioni della realtà.

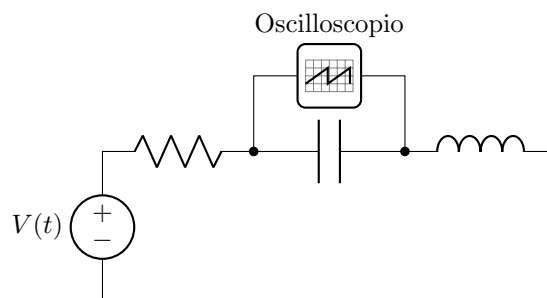
Questo dunque genera della dispersione di nostri parametri che sono dovute all'energia che viene assorbita od emessa dal sistema.

Ricordiamo che un qualunque tratto di circuito è caratterizzato da un' *induttanza*: ogni circuito costituito da resistenza è assimilabile da un circuito con un'induttanza (in serie) e una capacità (in parallelo) *parassita*, ovvero trascurabili rispetto a un resistenza posta precedentemente. Ciò cambia in base al comportamento induttivo o capacitivo del circuito; per indicare queste caratteristiche si usa una lettera sovrastata da un asterisco L^* C^* .

Stimolando il circuito (con resistenza in serie ad un capacitore) con un'onda quadra e analizzando il segnale con un oscilloscopio, in base a come abbiamo inserito capacità e resistenza, le curve caratteristiche potrebbero apparire con oscillazioni all'inizio e alla fine della curva, ciò è indicativo della presenza di un induttanza in parallelo.

Creiamo un circuito con

- generatore di tensione variabile
- in serie ad una resistenza $V = IR$
- in serie ad un induttanza a cui capi vale $V = L \frac{dI}{dt}$
- in serie ad un condensatore per cui vale $V = \frac{Q}{C}$



dunque dovrebbe valere

$$V(t) = V_R + V_L + V_C = IR + L \frac{dI}{dt} + \frac{Q}{C} = \underbrace{\frac{dQ}{dt} R}_{\text{smorzante}} + L \frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{Q}{C}$$

che è un'equazione differenziale del secondo ordine, in particolare è simile a quella del moto armonico smorzato.

Studiando ora il dominio dei tempi, dunque come il sistema evolve nel tempo dopo essere stato perturbato. Studiando un impulso d'energia semplice, che rimane costante nel tempo, ciò vuol dire c

$$V(t) = \begin{cases} 0 & t < t_0 \\ V_0 & t \geq t_0 \end{cases}$$

Risolvendo agli autovalori ottengo:

$$\lambda = -\frac{\Gamma}{2} \pm \underbrace{\sqrt{\frac{\Gamma^2}{4} - \omega_0^2}}_{\Delta}$$

dove $\Gamma = \frac{R}{L}$ e $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{CL}}$.

Abbiamo diversi casi:

- $\Delta = 0$: smorzamento semplice
- $\Delta > 0$: sovrasmorzamento, soluzione esponenziale decrescente
- $\Delta < 0$: andamento oscillante smorzato, il cui andamento analitico è

$$Q(t) = Q_0 \exp\left(-\frac{\Gamma}{2}t\right) \cos(\omega t)$$

il termine (esponenziale) di smorzamento è in funzione della resistenza e dell'induttanza, proporzionale a R e inversamente a L .

11.2 Misura di L

Misureremo la d.d.p. ai capi del condensatore, utilizzando un oscilloscopio (lavoro con frequenze elevate), per la tensione ai capi delle piastre so che:

$$V(t) = \frac{Q(t)}{C} = \frac{Q_0}{C} \exp\left(-\frac{\Gamma}{2}t\right) \cos(\omega t)$$

(i dati di C ed R sono noti dal costruttore)

Dalla legge ricavata possiamo ricavare L , poichè la frequenza dell'oscillazione smorzata è quella intrinseca del circuito. All'inizio dell'oscillazione ho un andamento dovuto a quello di una onda quadra (in realtà trapezoidale, smussata sugli spigoli), dunque imprecisa per i calcoli (contributi sistematici ignoti a causa della non quadraticità dell'onda e della sua pendenza).

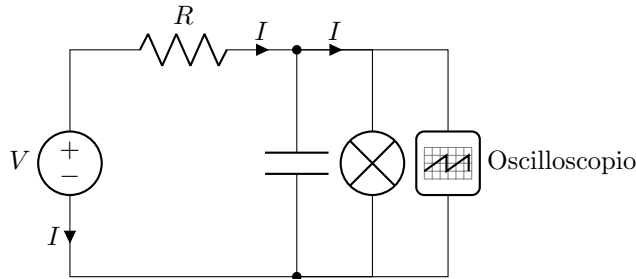
Ricaveremo $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$, da cui dalla formula precedente otterremo L .

- i 3 nodi da cui ricavo il periodo li ricavo dallo 0 del voltaggio, per individualizzarli imposto l'oscilloscopio su ground (0V), che costringe lo strumento ad oscillare attorno allo 0;
- a causa dello smorzamento non apprezzerò più un'oscillazione, ma una linea continua, essa rappresenta gli 0 Volt. Devo verificare che essa coincida con il ground dell'oscilloscopio.
- Per fare ciò devo far sì che il semiperiodo dell'onda quadra debba essere t.c.: $\frac{2\pi T}{2} \gg \frac{1}{\omega_0}$;
- La linea che passa per i massimi (almeno 5/6) nei massimi del segnale deve essere esponenziale $\exp\left(-\frac{\Gamma}{2}t\right)$ (svolgo un fit in scala semilogaritmica ($\log(V(t)) = \log(V_0) - \frac{\Gamma}{2}t$));
- se ribalto ora i punti con ascissa negativa, dovrei trovare degli altri punti che sono contenuti nella curva esponenziale. La somma dei massimi e minimi (in scala semilogaritmica) risulta $-\frac{\Gamma}{2}$;
- L'errore maggiore introdotto è dato da una lettura sbagliata dello 0 del voltaggio (poichè ciò cambia il centro d'oscillazione).

- Se il periodo non è troppo diverso (ovvero se $\omega_0 \simeq \frac{2\pi}{T}$) dal periodo di oscillazione del circuito (il quale dipende solo da caratteristiche intrinseche del circuito $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{CL}}$) allora la differenza fra i massimi e minimi dell'oscillazione e del segnale risulta trascurabile.
- Per determinare il valore del periodo dell'onda quadra, dovrò iniziare la misura modificando la frequenza dell'onda, e notare quando ciò modifica l'oscillazione dello smorzamento. Faremo durare l'onda quadra 8 volte il periodo totale dato dalle 3 oscillazioni, in modo da diminuire l'errore.
- L'opportuna terna di RCL è determinata dal fatto che i rumori esterni al circuito non influiscano il segnale, bisognerà scegliere ampiezza maggiori di 3V. ($\nu \in [0, \text{qualche migliaio } kHz]$)

11.3 Onda a dente di sega: 2° parte

Rimembriamo il circuito della lampadina a Neon,



Bisogna innanzitutto utilizzare dei valori di RC consoni; e vedere poi come vario il periodo del dente di sega, la variabile su cui ci si può giostrare meglio è la tensione con cui sto alimentando il circuito.

Ciò perchè la lampadina si comporta come un condensatore di capacità C^* e in parallelo ad un altro condensatore: $C_{eq} = C + C^*$. Dunque preso $V_0^* > V_0$, la curva diventerà più ripida, poichè nello stesso tempo dovrà caricare la stessa percentuale del voltaggio massimo V_0 .

Salendo dunque col voltaggio V_0 si può osservare se c'è una correlazione fra ν e V_0 . Per spiegarne il risultato dovrei prevedere a priori l'andamento, ma dobbiamo considerare

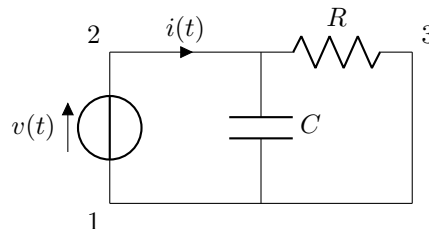
- la polarizzazione degli atomi
- la cessione dell'energia da parte degli atomi a causa degli urti

12 Lezione 14/11/2025

12.1 Circuiti RC in serie

Dal circuito mostrato in figura otterremo, dalla legge di Kirchhoff

$$V(t) = V_C + V_R = \frac{Q}{C} + R \frac{dQ}{dt} \quad (2)$$



Se la soluzione di questa equazione differenziale è del tipo $V(t) = \cos(\omega t)$, considereremo l'estensione complessa:

$$V(t) = V_0 \exp(i\omega t)$$

Ricordando che il significato fisico risiede nella parte reale. Poichè V e I sono legati a meno di una costante troveremo le stesse soluzioni per $I(t)$:

$$I(t) = I_0 \cos(\omega t) \rightarrow I(t) = I_0 \exp(i\omega t)$$

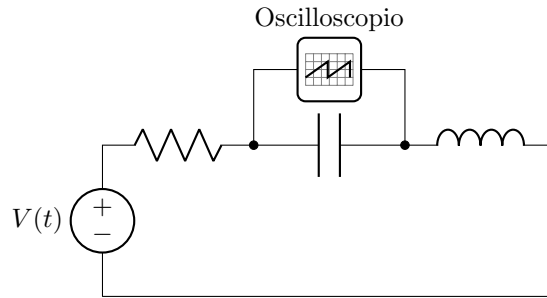
e sostituendo nella (2) otteniamo:

$$V(t) = I(R + \frac{1}{i\omega C})$$

da cui si ottiene facilmente la parte reale:

$$\begin{aligned}
 I(t) &= \text{Re}[I(t)] = \text{Re} \left[\frac{\vec{V} e^{j\omega t}}{R + 1/(j\omega C)} \right] = \text{Re} \left[\frac{\omega C \vec{V} e^{j\omega t}}{-j + \omega RC} \right] = \\
 &= \text{Re} \left[\frac{\omega C \vec{V} e^{j\omega t} e^{j\pi/2} (1 - j\omega RC)}{1 + (\omega RC)^2} \right] = \text{ponendo } \omega_0 = \frac{1}{RC} \\
 &= \text{Re} \left[\frac{\vec{V} e^{j[\omega t + \pi/2 - \arctan(\omega/\omega_0)]} \omega / (R\omega_0)}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_0)^2}} \right] = \text{Re} \left[\frac{\vec{V} e^{j[\omega t + \arctan(\omega_0/\omega)]}}{R\sqrt{1 + (\omega/\omega_0)^2}} \right] = \\
 &= \frac{V}{R\sqrt{1 + (\omega_0/\omega)^2}} \cos\left(\omega t + \arctan \frac{\omega_0}{\omega}\right) = I \cos(\omega t + \varphi_i)
 \end{aligned}$$

da cui notiamo che $I(t)$ precede $V(t)$ di un angolo $\varphi_i = \arctan(\omega_0/\omega)$, inoltre avremo $0 \leq I \leq \frac{V}{R} = I_{max}$ come aspettato.



Consideriamo la risposta del circuito RLC, dato da un onda quadra, allora i valori consigliati da inserire sono:

- $R = 100 \, \Omega$
- $L = 40 \, \text{mH}$
- $C = 0.07 \, \mu\text{F}$

Avrò un errore dovuto alla determinazione del massimo (e alle oscillazioni intorno ad esso), allora per dedurre il periodo misuro la distanza tra tre modi consecutivi quando intercano l'asse dei tempi.

Introduciamo allora un fattore di qualità $Q_s = \frac{\omega_0}{\Gamma}$, le mie tensioni reali ai capi delle mie componenti generate da un segnale di stimolo del tipo $V(t) = V_0 \sin(\omega t)$ sono:

$$\begin{aligned}
 V_R &= \frac{V_0}{\sqrt{1 + A^2}} \cos(\omega t - A) \\
 V_L &= \frac{\omega}{\omega_0} \frac{V_0 Q_s}{\sqrt{1 + A^2}} \cos\left(\omega t - A + \frac{\pi}{2}\right) \\
 V_C &= \frac{\omega_0}{\omega} \frac{V_0}{\sqrt{1 + A^2}} \cos\left(\omega t - A - \frac{\pi}{2}\right)
 \end{aligned}$$

dove $A = Q_s \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$

Ai capi dell'induttanza mi aspetto un valore $V = V_0 Q_s$, ma per quanto detto, i valori della tensione graficati danno una curva il cui massimo è proprio ha valore $V = V_0 Q_s$, e sulle ascisse troverem il valore proprio del circuit $\omega = \frac{1}{\sqrt{RC}}$.

Presa la larghezza della curva alla quota $\frac{V_0 Q_s}{\sqrt{2}}$, trovo che essa è identica a Γ , dunque aumentando la resistenza mi aspetto un circuito in cui la curva rimane sostanzialmente la stessa ma Γ aumenta.

Dunque per una misura appropriata dovrò aumentare le frequenze per campionare i valori di $V(t)$ che trovo.

La potenza emessa dal circuito risulta $W \propto \Gamma^2$, però in questo caso il valore di Γ è la **larghezza a metà ampiezza**.

Dunque noto che al variare della frequenza del segnale di stimolo cambia la tensione ai capi dell'induttanza, se però voglio distinguere due segnali differenti voglio ottenere una curva a picco (per esempio diminuendo la resistenza o aumentando l'induttanza), in modo che l'interferenza fra i due sia la minore possibile (sto attuando una *modulazione in frequenza*), chiameremo Γ la *banda di ricezione* mentre Q_s è l'*efficienza della modulazione*.

Si noti che modificando C vado a variare ω_0 , dunque la mia frequenza che voglio ricevere (la manovella della radio).

Lo sfasamento temporale dell'onda si valuta andando a far coincidere l'asse del segnale principale con quello misurato ai capi dell'induttanza.

In condizioni di risonanza lo sfasamento sarà (per quanto visto prima)

- 0 su V_R
- $\pi/2$ su V_C e V_L

I problemi potrebbero essere:

- rumori esterni
- la geometria interne delle scatolette d'induttanza

13 Lezione 20/11/2025

13.1 Effetto Hall

Immaginiamo che presa una piastra conduttrice, omogenea e parallelepipedica, sul piano cartesiano e che vi sia una corrente I verso l'asse y , mentre vi sia un campo magnetico \vec{B} verso l'asse z . Dal punto di vista elettrico:

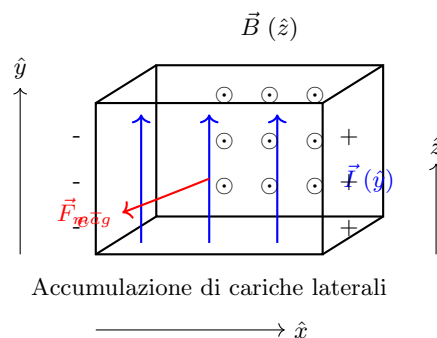
$$I = \vec{J}A\hat{n} = Jlc \quad J = nev$$

dove \vec{J} è la densità di corrente, possiamo passare ai moduli perchè abbiamo tutti vettori ortogonali (l , c sono lato e spessore del rettangolo che forma il parallelepipedo) v è la velocità della corrente e n ed e sono rispettivamente LA densità di carica degli elettroni e la loro carica.

A causa di B agisce sugli elettroni la Forza di Lorentz:

$$F_{mag} = e\vec{v} \times \vec{B} = evB$$

nel nostro caso considero solo i moduli essendo corrente e campo magnetico ortogonali.



La forza (tramite la regola della mano destra) e ricordando che l'elettrone ha carica negativa, fa compiere all'elettrone una traiettoria curva. Al di sotto di questa carica, dunque, rimangono cariche positive, creando un ΔV , dunque un campo \vec{E} , che contrasta la forza di Lorentz:

$$F_{el} = \frac{eV_H}{a}$$

dove a è la distanza fra i lati delle piastre del parallelepipedo e V_H il potenziale di Hall:

$$\frac{V_H}{a} = vB$$

da cui otteniamo:

$$I = nveac$$

ricavo allora il potenziale di Hall pari a:

$$\frac{V_H}{a} = \frac{BI}{naec} \rightarrow V_H = \frac{BI}{nec}$$

quindi fra due facce opposte rispetto alla direzione della corrente si instaura un d.d.p. proporzionale a B ed I e inversamente proporzionale allo spessore (c), che posso misurare grazie ad un voltmetro (ai capi delle facce orizzontali) e un amperometro (ai capi delle facce ortogonali).

Questo mi permette di trovare la **densità di portatori di carica** in un determinato materiale conduttore.

I valori

- $c = 10\mu m$
- $B = 1T$

- n nota
- $e = 1.6 \times 10^{-19} C$
- $I \simeq 5A$
-

Risulteranno valori molto bassi per V_H , per diminuire l'errore il parametro più gestibile è c , comunque limitato (rischio di fondere la piastrina.)

13.2 Errori sistematici

- i puntali che misurano V_H devono essere sullo stesso asse, altrimenti si risente di una resistenza $R \propto \rho l$ dove ρ è la resistività del materiale.
- bisogna misurare la d.d.p. senza B , per evitare di misurare come V_H valori di altre cadute di potenziale
- La corrente va misurata in entrambi i sensi

13.3 Misura di $\frac{e}{m}$

Prendiamo un pallone di vetro che contiene un cannoncino elettronico, riempito con Ne . Utilizzando *bobine di Helmholtz*¹

Possiamo dunque immaginare che la bolla sia immersa in B uniforme, all'interno abbiamo una bassissima pressione, producendo il fascetto collimato di elettroni che sbatterà contro il vetro, essendo l'energia degli elettroni prodotti dal cannoncino $\simeq 100eV$

→

Avendo inserito il Ne (e non essendo dunque nel vuoto) gli elettroni incontrano atomi di Ne , rilasciando energia cinetica ed eccitandoli. Ne emette fotoni nel visibile, dunque posso vedere il fascio di elettroni. L'importante è che la pressione da far sì che l'elettrone, nonostante gli urti, non abbia perso troppa E_{cin} .

Ora applicando il campo uniforme delle bobine di Helmholtz avrò su ogni elettrone la forza di Lorenz che mi devia l'elettrone, dando luogo ad una forza centripeta, facendo seguire all'elettrone un arco di cerchio (ciò accade, in realtà, solo se B è perfettamente ortogonale e e^- non perde E).

Fatte talune approssimazioni:

$$evB = m_e \frac{v^2}{r} \rightarrow eB = m_e \frac{v}{r}$$

dove r è il raggio dell'arco di cerchio. Allora ottengo:

$$\frac{e}{m} \propto \frac{V}{r^2 B^2}$$

dunque se misuro in modo indipendente m ed e posso ricavare l'uno dall'altro. Gli altri valori risultano:

- $V = V_H = 1V$
- r : sapendo che la deviazione dall'orbita circolare si nota solo dopo metà della circonferenza (infatti risulta essere una scia), posso definire dunque un punto a meno dello spessore della scia, costruendo una scala coincidente col diametro della circonferenza percorsa, posso far coincidere la traccia luminosa (ovvero quando una tacca copre la traccia, evitando errori di parallasse) con la circonferenza. luminosa.
Sapendo la distanza di tale tacca conosciamo il diametro della circonferenza (a meno di un errore di $\frac{1}{4}mm$, cioè lo spessore della tacca, ma esso è compatibile con l'errore della misura)
- Nel cannoncino elettronico: Dati V_c tensione di collimazione e V_a la d.d.p. all'elettrodo accelerante. Possiamo ricavare gli effetti di bordo (quando l'elettrone è quasi fuori dalla zona di collimazione) Tali effetti si ripercuotono sull'elettrone in uscita (che sente la tensione negativa dell'elettrodo di collimazione): $V_{eff} < V_a$, ma possiamo dire che $V_a > V_{eff} > V_a - V_c$, anche se sarà più vicino al primo estremo .
Questo può cambiare molto la misura, sottostimando $\frac{e}{m}$
- Campi elettrici del cannoncino: hanno effetti sulla traiettoria, soprattutto se r è molto piccolo
- Il pezzo di vetro in cui schiantano gli elettroni si carica negativamente: costruisco un grafico I_{fascio} (I =intensità), quindi tali parti di vetro tendono a respingere gli e^- , dunque si riduce il raggio, il quale ha un contributo di $\frac{1}{r^2}$ alla formula

¹ovvero 2 bobine identiche, distanti in come il loro diametro (per rendere più piccolo $B_{centro}/B_{ovunque}$), e paralleli ad un asse passante per il centro. Voglio creare un volume con B uniforme nello spazio fra le due bobine. Fatto ciò possiamo immaginare che le linee di campo siano ortogonali alle bobine e parallele fra loro.

13.4 Misura di θ

Abbiamo un cannoncino elettronico che colpisce uno schermo che si illumina, se non vi sono altri campi vedremo il punto perfettamente nel centro dello schermo.

Inserendo una coppia di placchette deflettrici con potenziale V , possiamo misurare la distanza d dal centro dello schermo (dovuta alla traiettoria parabolica assunta durante il passaggio fra le placchette).

Immaginiamo di poter creare B uniforme agente solo fra le placchette (con bobine di Helmholtz), orientato ortogonalmente al campo elettrico E delle placchette. Dunque abbiamo forza di Lorentz:

$$F_{mag} = \frac{eV}{d} + evB$$

con v ricavata tramite l'energia cinetica ($eV_e = \frac{1}{2}m_e v^2$), mettendomi nella condizione:

$$(E = \frac{V}{d}) - vB = 0$$

l'elettrone sente su di sé forza nulla dunque, riscrivendo $v = \sqrt{\frac{2eV_e}{m_e}}$. Questo mi permette di poter ricavare il rapporto carica su massa, in una maniera distinta dal caso precedente.

Per sapere di aver bilanciato E basta guardando che il segnale sia ritornato al centro dello schermo

- a causa di campi esterni non avrò un singolo spot luminoso ma una circonferenza, oppure di altra forma (più difficile per determinare il centro)
- Se il campo magnetico B non agisce solamente sul volumetto occupato dalle due piastre deflettrici, avrò un errore. Sapendo che B ha la stessa direzione, è sufficiente dunque un campo più piccolo rispetto a quello teorico, nelle equazioni otteniamo una sovracorrezione. Poiché $\frac{e}{m} \propto \frac{1}{B^2}$ sto sovrastimando il rapporto

14 Lezione 01/12/2025

14.1 Misura del campo magnetico locale

Nel laboratorio che solitamente utilizziamo ci sono campi magnetici dovuti alla presenza di molto materiale ferromagnetico nello scantinato e magneti negli armadi. Il nostro scopo è quello di non avere campi magnetici variabili.

Immaginiamo di essere in un ambiente dove vi è un campo magnetico ambientale costante, la cui direzione e verso è quella della "diagonale" della stanza. Il campo magnetico terrestre infatti ha componente radiale e parallela (al piano che ci troviamo) Se chiamiamo \vec{m} il momento di dipolo della terra, allora avremo che il campo magnetico prima citato sarà $B_{rad} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2m \cos(\theta)}{R_T^3}$ e $B_{par} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2m \sin(\theta)}{R_T^3}$. Utilizzando una bobina, incardinata perpendicolarmente al suo asse, che ruota tramite una manovella, possiamo far cambiare il flusso di B al ruotare di essa secondo $\sin(\omega_0 t)$ con ω_0 e la velocità angolare costante.

Dunque cambia V , possiamo ricavare $B_{terrestre}$:

$$V(t) = n\omega_0(t) \underbrace{\pi r^2}_{\text{area bobina}} B_{locale} \sin(\phi) \sin(\theta) \sin(\omega_0 t)$$

Se l'asse di rotazione della bobina si trova nel piano verticale contenente il campo magnetico della stanza, il flusso in tal caso è minore (infatti se l'asse di rotazione avesse direzione parallela a quello del campo magnetico, il flusso sarebbe nullo)

- n numero di spire
- $\omega(t)$ è la velocità angolare
-

Facciamo ciò per diversi angoli, passando in condizioni di massimo e minimo per il campo magnetico. In questo modo possiamo capire modulo e direzione del campo magnetico. Per valutare il verso colleghiamo la bobina ad un oscilloscopio, potremmo vedere un andamento sinusoidale (dovuto a ω_0 costante), conoscendo la *legge di Lenz* (un circuito si oppone alla variazione del campo magnetico al suo interno), dall'incipit della rotazione, se il primo lobo è negativo Posso ricavare T dal diagramma dell'oscilloscopio (da cui si trova ω_0), successivamente definisco gli angoli θ e ϕ e scelgo i tempi in modo che $\sin(\omega_0 t)$ abbia valore unitario. Da qui posso valutare il verso di B .

Alcune osservazioni

- Poichè la bobina deve ruotare il filo viene collegato all'esterno tramite collegamento strisciante con l'oscilloscopio (inizialmente non dovrò ricavare dati causa la presenza di ossidi).
- Le sinusoidi che otterremo nell'oscilloscopio avranno frequenza dell'ordine di $6/7Hz$, da cui ottengo un massimo di $15mV$, dell'ordine del rumore ambientale. Inserisco un filtro *passabasso*, un circuito RCL che filtra tutte le frequenze più alte di $\simeq 10Hz$ (ovvero le frequenze disturbanti verranno abbassate d'ampiezza)
- inseriremo inoltre un amplificatore per le nostre frequenze, in modo che il rumore residuo sia compatibile con lo spessore della traccia luminosa. Dovremo dunque calibrare l'amplificatore (per capire il valore dell'amplificazione). Una volta tarato potremmo inserire la bobina, conoscendo valore di filtraggio e amplificazione.
- l'errore atteso su B è sulla seconda cifra decimale

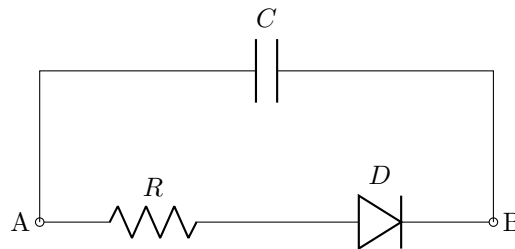
14.2 Creazione di un raddrizzatore

La corrente viene trasportata con la tensione alternata, se ho bisogno di una tensione continua devo raddrizzarlo.

Se applico un circuito composto da resistenza e diodo, con la corrente che polarizza direttamente quest'ultimo mi aspetto che, misurando il voltaggio ai capi del diodo, trovo un segnale "a orecchie di gatto" (quando il diodo è polarizzato inversamente non dovrebbe esserci passaggio di corrente, dunque non dovrei vedere alcun segnale ¹), la media di V sul diodo mi fornisce il segnale di raddrizzamento.

Voglio stiracchiare il segnale per non avere voltaggi negativi, per farlo inserisco in parallelo al diodo e resistenza un condensatore, se il filo utilizzato ha bassa resistenza la corrente troverà una direzione privilegiata, poichè salita del segnale e caricamento del condensatore avvengono allo stesso tempo, quando il segnale si abbassa il condensatore si scarica e riemette la carica nel circuito con la mia resistenza.

La resistenza totale del circuito sarà $R^* = R' + R$ con R' resistenza del filo che collega il circuito al condensatore, e l'andamento del voltaggio sarà $V(t) = V_0 \exp(-t/R^*C)$



Otterrò una corrente quasi costante caratterizzata dalla *tensione di Ripple* (differenza fra massimi e minimi):

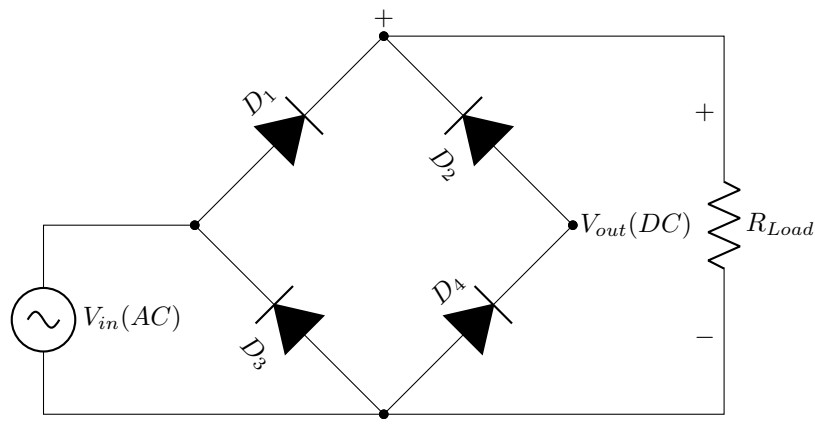
$$\Delta V_r = V_{\max} - V_{\min}$$

Potrò dire di avere un sistema che raddrizza il segnale minore è tale valore. Considero il valore della tensione:

$$\langle V \rangle = \frac{1}{2} V_{\max} + V_{\min}$$

Ovviamente avremo $\langle V \rangle < V_0$, così come per la corrente.

L'ampiezza che non passa per il condensatore va nel diodo "buttandolo via", per recuperare questa corrente



¹in realtà una piccola corrente passa lo stesso ma è trascurabile

Tramite questi circuiti posso recuperare i lobi dei segnali di negativi, essi vengono chiamati *ponti di Graetz*, mi è necessaria una capacità circa la metà di quella di prima per ottenere la stessa tensione di ripple, col vantaggio di avere una tensione più costante rispetto a prima.

Abbiamo inserito nel circuito un *trasformatore*, il quale trasforma la tensione d'ingresso in ampiezza, tramite un accoppiamento di bobine.

Per prima cosa dovremo verificarne che le curve caratteristiche dei quattro diodi si assomiglino. Al variare dei parametri del circuito (C e R) varia il comportamento del segnale:

- la forma del segnale di corrente inversa deve essere più dolce possibile
- la resistenza del diodo cambia bruscamente all'inizio e alla fine delle orecchie di gatto, il segnale reale infatti ivi risulta più ripida del segnale teorico (a causa del cambiamento esponenziale della resistenza del diodo) ivi perdiamo un po' di potenza che può essere valutata

14.3 Misura del campo magnetico prodotto da un filo

Supponendo un filo infinitamente esteso vogliamo trovare l'andamento del campo magnetico, per farlo, inseriremo due staffe in modo da tendere il filo il più possibile (anche se avrà una forma catenaria) e attaccate ai lati di un tavolo La freccia (differenza fra il minimo della catenaria e la retta passante per i due estremi superiori delle staffe) deve essere trascurabile rispetto alla distanza fra gli estremi del filo.

Mi aspetto che il filo rispetti la relazione:

$$B_* \propto \frac{I}{r}$$

Collegiamo gli estremi del filo ad un alimentatore, esso (i collegamenti) produrrà un campo magnetico, ma sarà trascurabile a quello in prossimità del filo. La condizione ($R \ll D$) ci garantisce la bontà della misura.

Orientando il tavolo parallelo alla componente parallela del campo magnetico locale, e così anche per il filo, mi aspetto un campo magnetico ortogonale al filo, dunque il campo totale sarà la somma di B_{\parallel} e B_{\perp} , inserendo una bussola, essa avrà orientazione eguale a quella di B_{tot} .

Misurando l'angolo fra B_{\parallel} e B_{tot} , e prendendone la tangente posso associare questa al variare della corrente, dopodiché farò lo stesso ma variando la distanza. Le maggiori cause di errore sistematico sono:

- la distanza fra gli estremi deve essere molto maggiore di quella fra bussola e filo, in modo da avere l'approssimazione di un filo infinitamente esteso, se non lo sono, sottostimo il valore di B
- se inserisco il fulcro dell'ago pari al raggio dove effettuo la misura su tutto l'ago è diverso (agli estremi dell'ago il campo è più piccolo), sto sottostimando il campo