

LA CARICA ELETTRICA

La carica elettrica è una proprietà dei costituenti elementari della materia

La proprietà fondamentale della carica elettrica è quella di conservarsi:

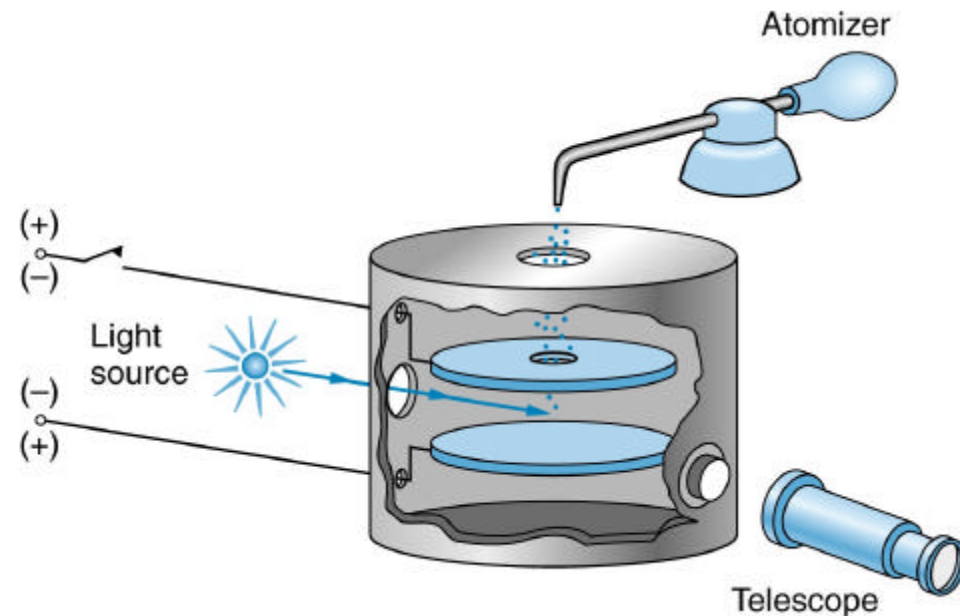
$$e^+ + e^- \rightarrow g$$

$$q = 0$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{n}$$

- In assenza di E : $F = mg - bv_d = m(dv/dt)$
- La goccia raggiunge la velocità limite: $v_l = mg/b$
- In presenza di E : $F = qE - mg - bv_u$
- Dunque:

$$v_u = \frac{qE - mg}{b}$$



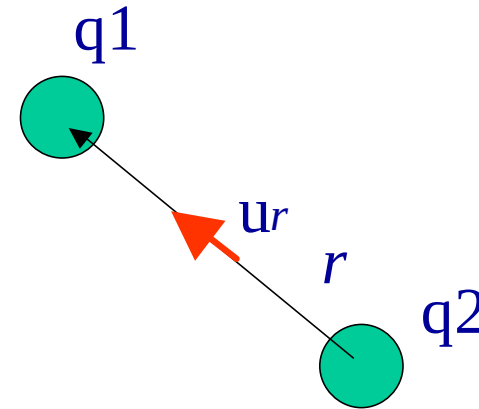
Millikan eliminò la massa provando con masse diverse e cariche diverse e accendendo e spegnendo E . Notò quindi che la carica compariva sempre come multiplo intero di una quantità e , che vale

$$1.601 \times 10^{-19} \text{ C}$$

LEGGE DI COULOMB

La legge di Coulomb è valida solo per cariche ferme e nel vuoto

$$|F| = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$$



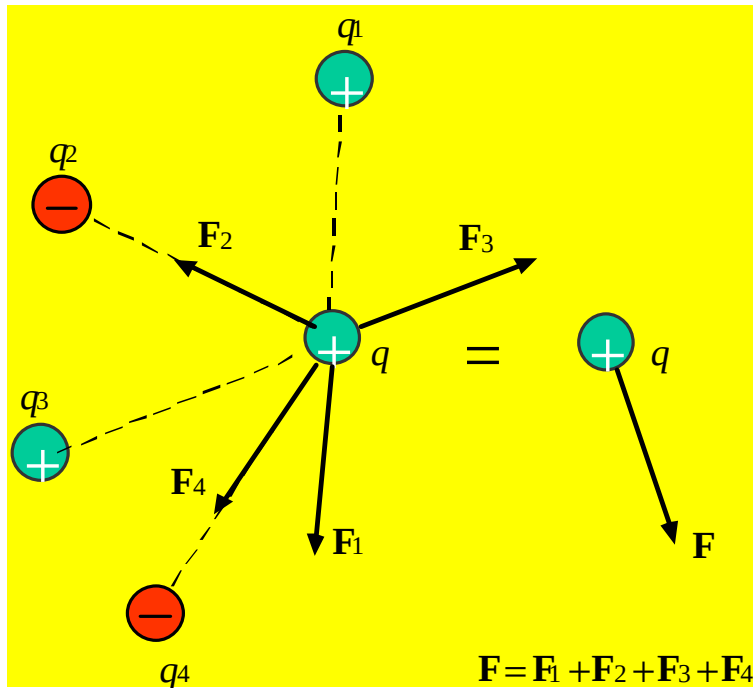
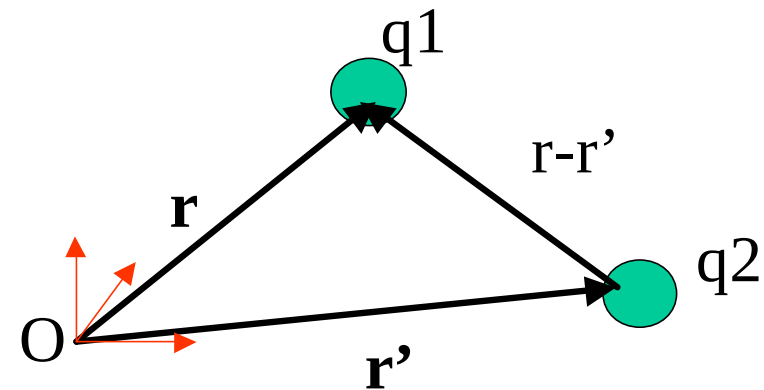
La carica si misura nel SI in Coulomb (C), definito come la carica che attraversa un circuito percorso da corrente stazionaria di intensità 1 A in 1 s. In questo caso:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad \text{e}$$

$$\epsilon_0 = 8.85419 \cdot 10^{-12} C^2 N^{-1} m^{-2}$$

PRINCIPIO DI SOVRAPPOSIZIONE

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} (\vec{r} - \vec{r}')$$



$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q q_1}{r_1^2} \vec{u}_{r1} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q q_2}{r_2^2} \vec{u}_{r2} + \dots + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q q_N}{r_N^2} \vec{u}_{rN}$$

$$\vec{F} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{r_i^2} \vec{u}_{ri}$$

Carica elettrica

$Q \text{ (C)}$

Forza elettrica

legge di Coulomb

$$\mathbf{F} = k q_1 q_2 / r^2 \mathbf{u}_r$$

$$\mathbf{F} = \Sigma \mathbf{F}_i = q_0 \Sigma k q_i / r_i^2 \mathbf{u}_i$$



Campo elettrico

generato da più cariche

$$\mathbf{E} = \Sigma \mathbf{F}_i / q_0 = \Sigma \mathbf{E}_i = k \Sigma q_i / r_i^2 \mathbf{u}_i$$

generato da una distribuzione continua

$$\mathbf{E} = k \int dq / r^2 \mathbf{u}_r$$

Rappresentazione : **Linee di forza**



Teorema di Gauss

$$F = \oint_{\text{supc}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = q_{\text{int}} / \epsilon_0$$

Applicazioni: determinazione del campo elettrico per distribuzioni semplici

Forza elettrica



Energia

IL CAMPO ELETTRICO STATICO

Il vettore campo elettrico **E** in un punto dello spazio è definito come la **forza** agente **su una carica** di prova **positiva** ed **unitaria** posta in quel punto

$$\mathbf{E} = \mathbf{F}/q_0 \quad \text{N/C}$$

Campo generato da una carica

$$\mathbf{E} = \mathbf{F}/q_0 = k q_1 / r^2 \mathbf{u}_r$$

Campo generato da più cariche

$$\mathbf{E} = \sum \mathbf{F}_i / q_0 = \sum \mathbf{E}_i = k \sum q_i / r_i^2 \mathbf{u}_i$$

Campo generato da una distribuzione continua

$$\overline{\mathbf{E}}(\vec{r}_1) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\vec{r}(\vec{r}_2)}{r_{21}^2} dV_2$$

E uniforme $\Rightarrow$ **modulo e direzione costante**

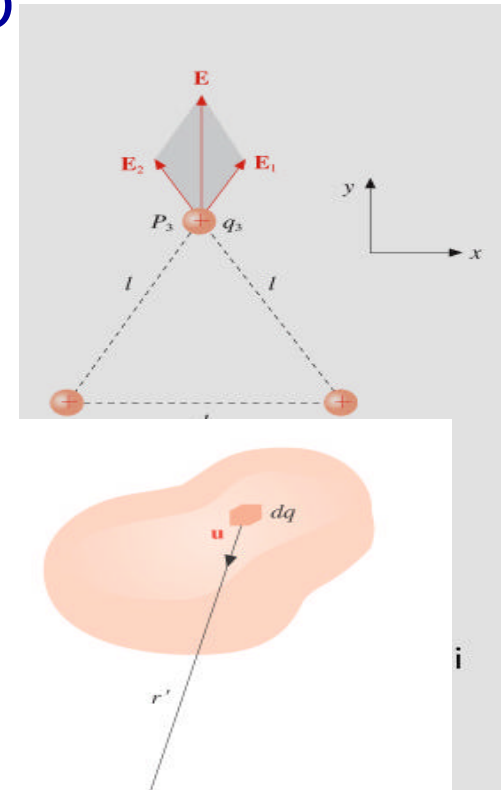


Figura 1.18

IL CAMPO ELETTRICO STATICO

Il concetto di campo, come è noto, elimina l'azione a distanza. L'azione è dunque **LOCALE**

Lo spazio vuoto sede di un campo elettrico è vuoto di materia, ma è tuttavia un'entità fisica dotata di caratteristiche fisiche misurabili (energia, quantità di moto, p.e.s)

IL POTENZIALE ELETTOSTATICO

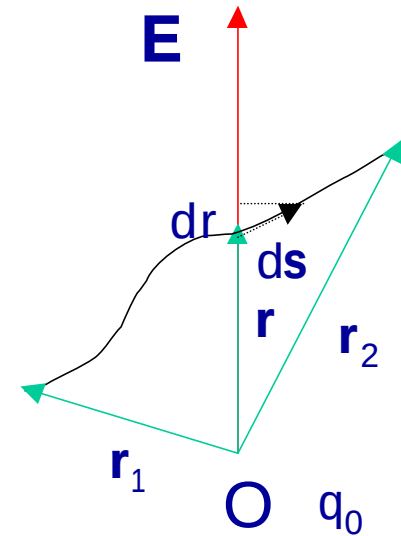
Si dimostra che la forza prodotta da un insieme qualsiasi di cariche su una generica carica è **CONSERVATIVA**

$$L = -\int_1^2 \vec{F} \cdot d\vec{s} = -q \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \int_1^2 \frac{\vec{e}_r}{r^2} \cdot d\vec{s} = -q \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \int_1^2 \frac{1}{r^2} dr$$

$$L = -q \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = U(\vec{r}_2) - U(\vec{r}_1)$$

$$U(\vec{r}) = q \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} + k$$

Se $U(\infty)=0$, $k=0$



Nel caso di n cariche, il lavoro è una grandezza additiva, per cui il lavoro risultante è indipendente dal cammino, e la forza è conservativa e ammette Energia Potenziale.

Se supponiamo che la carica su cui agisce la forza elettrica sia unitaria, il campo e la forza coincidono. In questo caso il lavoro fatto contro il campo si dice **Differenza di potenziale**. Dunque:

$$j(\bar{r}_2) - j(\bar{r}_1) = - \int_{\bar{r}_1}^{\bar{r}_2} \bar{E} \cdot d\bar{r}$$

Anche il potenziale è dunque definito a meno di una costante arbitraria additiva. Per fissarla sceglieremo un punto arbitrario di raggio vettore $\mathbf{r}_0$ in cui il potenziale è considerato nullo. In ogni altro punto $\mathbf{r}$ scelto un qualunque cammino:

$$j(\bar{r}) = - \int_{\bar{r}_0}^{\bar{r}} \bar{E} \cdot d\bar{r}$$

Nel caso del campo creato da una carica puntiforme:

$$j(\vec{r}) = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} + k$$

Scegliendo il potenziale nullo all' infinito, $k=0$

Nel caso del campo prodotto da n cariche:

$$j(\vec{r}_0) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_{i0}} + k$$

E, per una distribuzione continua:

$$j(\vec{r}_2) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho(x_1, y_1, z_1)}{r_{21}} dV_1 + k$$

Il potenziale ha le dimensioni di un' energia per unità di carica e la sua unità SI è il volt (V).

NOTO IL POTENZIALE, TROVARE IL CAMPO ELETTRICO

Teorema del gradiente: per ogni campo scalare, l' integrale di linea del gradiente lungo una qualsiasi curva che congiunge $\mathbf{r}_1$ e $\mathbf{r}_2$ è uguale alla differenza dei valori assunti dalla funzione negli estremi

$$j(\bar{\mathbf{r}}_2) - j(\bar{\mathbf{r}}_1) = \int_{\bar{\mathbf{r}}_1}^{\bar{\mathbf{r}}_2} \nabla j \cdot d\bar{\mathbf{r}}$$

Confrontando con l' espressione del potenziale, vediamo che i primi membri delle due equazioni sono uguali, sono dunque uguali gli integrali ai secondi membri. Poichè i cammini di integrazione sono arbitrari, l' uguaglianza deve valere per gli integrandi.

$$\bar{\mathbf{E}} = -\nabla j$$

Il campo elettrico statico è conservativo

IL CAMPO ELETTRICO STATICO E' CONSERVATIVO

FORMA INTEGRALE

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = 0$$

La circuitazione di E è nulla

FORMA LOCALE

$$\nabla \times \vec{E} = 0$$

Il rotore di E è nullo identicamente

Le relazioni sono vere solo in elettrostatica. Sono false se il campo varia nel tempo

TEOREMA DI GAUSS

$$\Phi = \oint_{\text{sch}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = q_{\text{int}}/\epsilon_0$$

$$\Phi = \oint_{\text{sch}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \oint_{\text{sch}} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 + \dots) \cdot d\mathbf{S} = q_{\text{int}}/\epsilon_0$$

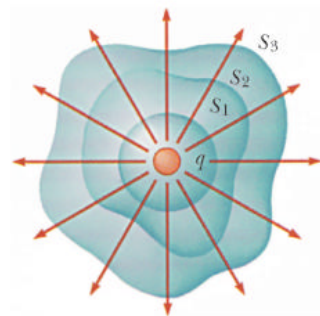


Figura 19.30

Superfici chiuse di forme varie che circondano una carica q . Da notare che il flusso elettrico totale attraverso ciascuna superficie è lo stesso.



Serway - Jewett
Principi di Fisica Vol.I
EdiSES

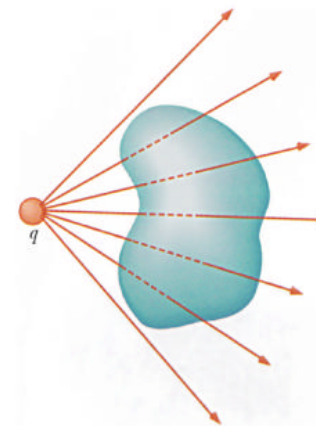


Figura 19.31

Carica puntiforme posta *al di fuori* di una superficie chiusa. Il numero di linee di forza che entrano attraverso la superficie è uguale al numero di linee di forza che escono dalla superficie.



Serway - Jewett
Principi di Fisica Vol.I
EdiSES

$$d\Phi = \vec{E} \cdot \hat{n} dA$$

$$\Phi = \int_A \vec{E} \cdot \hat{n} dA$$

$$d\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2} \hat{e}_r \cdot \hat{n} dA = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} d\Omega$$

$$\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_{\text{tutto}} d\Omega = \frac{q}{\epsilon_0}$$

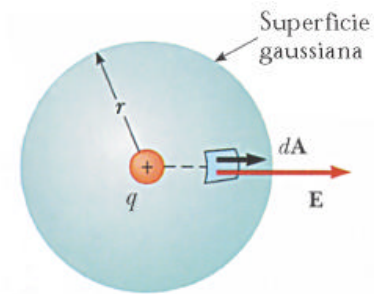


Figura 19.33

(Esempio 19.9) La carica puntiforme q è al centro di una superficie sferica gaussiana ed E è parallelo a dA in ogni punto della superficie.



Serway - Jewett
Principi di Fisica Vol.I
EdiSES

$$\Phi = \frac{Q_{\text{int}}}{e_0}$$

$$\Phi = \int_A \bar{E} \cdot \hat{n} dA = \frac{1}{e_0} \int_V r dV$$

$$\int_V \nabla \cdot \bar{E} dV = \frac{1}{e_0} \int_V r dV$$

$$\forall V$$

$$\nabla \cdot \bar{E} = \frac{r}{e_0}$$

Campo elettrico di una lamina isolante infinita carica con densità di carica superficiale s .

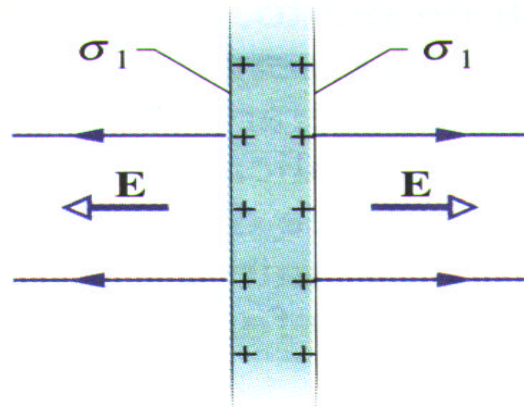
Si sceglie come superficie gaussiana una superficie a forma di cilindro retto che interseca la lamina ed ha le basi parallele ad essa.

Il flusso del campo elettrico attraverso la superficie laterale del cilindro è nullo, perché il campo elettrico deve essere perpendicolare alla lamina per ragioni di simmetria.

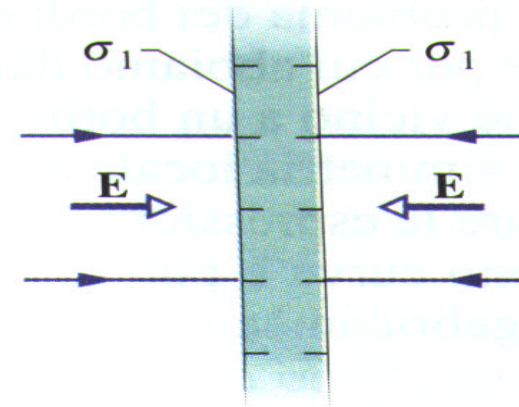
$$\epsilon_0 \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = q_{\text{int}}$$

$$\epsilon_0 (EA + EA) = sA$$

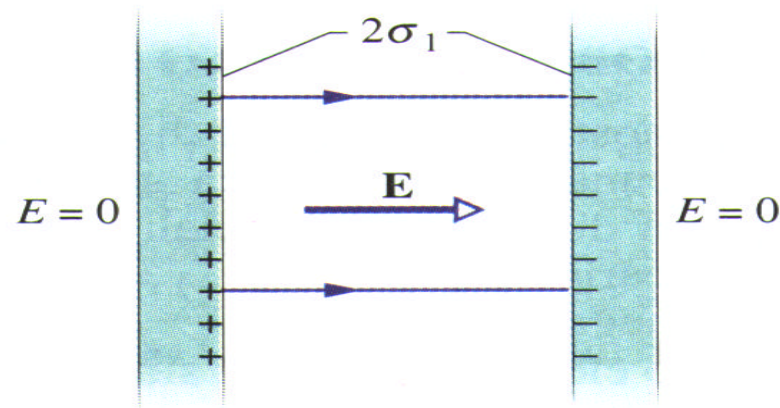
$$E = \frac{s}{2\epsilon_0}$$



(a)



(b)



(c)

FIGURA 24-16 (a) Un conduttore piano molto grande e sottile con una carica positiva in eccesso. (b) Un conduttore piano identico con carica negativa in eccesso. (c) I due piatti sono paralleli e vicini.

Campo elettrico di due piatti infiniti conduttori

$$E = \frac{2s_1}{e_0} = \frac{s}{e_0}$$

all' interno tra i due piatti. All' esterno, $E=0$.

CONDUTTORI

Si definisce **conduttore** un corpo in cui siano presenti portatori di carica elettrica liberi di muoversi

METALLI – una parte degli elettroni (1 o 2 per atomo) non sono localizzati vicino ai nuclei, e sono liberi di muoversi. Si può, nel limite classico, pensare ad essi come ad un gas animato da moto termico con distribuzione di velocità analoga a quella di un comune gas di molecole.

SEMICONDUTTORI – materiali che a temperatura ambiente sono poco conduttori (Si). Il Si è tetravalente e forma cristalli con legami covalenti. Se il cristallo viene drogato, per esempio, con un elemento pentavalente, ad esso resta un legame libero quando si sostituisce al Si (drogaggio n = i portatori di carica sono elettroni). Se si usa un elemento drogante trivalente, drogaggio p, rimane una “lacuna”, che si comporta come un portatore positivo di carica.

ELETTROLITI -GAS

CONDUTTORI IN EQUILIBRIO

All' interno di un conduttore il campo elettrico è nullo

Un conduttore in equilibrio è un volume equipotenziale

All' interno di un conduttore in equilibrio la densità di carica è nulla

$$\int_{\Delta V} \rho dV = 0$$

$$r_{\text{int}}(x, y, z) = 0$$

TEOREMA DI COULOMB – Il campo elettrico immediatamente fuori della superficie
Di un conduttore in equilibrio è perpendicolare alla superficie e vale σ/ϵ_0

$$\vec{E} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \hat{n}$$

FORZE SULLE CARICHE SULLA SUPERFICIE DI UN CONDUTTORE

$$P = \frac{s}{2e_0} \quad \text{Forza media per unità di area sulle cariche sulla superficie}$$

$$\frac{Q}{4\pi e_0 R^2} = \frac{q}{4\pi e_0 r^2}$$

$$\frac{Q}{R^2} = \frac{q}{r^2}$$

$$\frac{\Sigma}{s} = \frac{r}{R}$$



Sulle punte le forze diventano molto intense

SCHERMO ELETTROSTATICO

Nello spazio vuoto all' interno del conduttore:

$$\nabla^2 j = 0$$

Equazione di Laplace

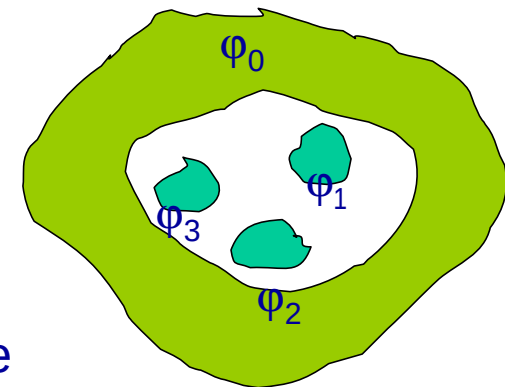
Condizioni al contorno:

$$\varphi(x,y,z)=\varphi_1$$

$$\varphi(x,y,z)=\varphi_2$$

$$\varphi(x,y,z)=\varphi_3$$

In tale caso, la soluzione dell' equazione di Laplace
è unica.



Le funzioni che soddisfano l' eq. di Laplace si dicono **funzioni armoniche**

Indichiamo con V lo spazio racchiuso fra i conduttori e con Σ la superficie che lo racchiude.

Se ϕ è armonica in V ed è nulla
in tutti i punti di Σ ,
Allora ϕ è nulla identicamente in V

$$\forall j$$

$$\nabla \cdot (j \nabla j) = \nabla j \cdot \nabla j + j \nabla^2 j$$

$$j \nabla^2 j = 0 \quad \text{se } \phi \text{ è armonica}$$

$$\nabla \cdot (j \nabla j) = |\nabla j|^2$$

$$\int_V \nabla \cdot (j \nabla j) dV = \int_{\Sigma} (j \nabla j) \cdot \hat{n} d\Sigma$$

Applicando il teorema di Gauss

$$\int_{\Sigma} (j \nabla j) \cdot \hat{n} d\Sigma = 0$$

Perchè φ è nulla in tutti i punti della superficie

$$\int_V |\nabla j|^2 dV = 0$$

Se il conduttore esterno e tutti quelli interni sono a potenziale nullo o uguale, tutta la regione interna è equipotenziale e il campo elettrico è nullo.

$$\nabla j \equiv 0$$

Equazione di Laplace

Il fatto che, fissati i potenziali sui conduttori, vi sia una soluzione definita, implica che al variare delle condizioni esterne all'interno del conduttore non accade nulla.

Schermo elettrostatico

In condizioni statiche, un osservatore posto all'interno di un conduttore non può determinare il potenziale del conduttore che lo racchiude. Dunque i fenomeni elettrostatici sono invarianti (=hanno la stessa forma) qualsiasi sia tale potenziale.

Invarianza di gauge

CAPACITA' ELETTROSTATICA

Preso un conduttore isolato, lo si carichi con carica Q e sia ϕ_0 il potenziale che assume. Il potenziale all' esterno del conduttore in un punto (x,y,z) si ottiene:

$$\nabla^2 f = 0 \quad \phi = \phi_0 \text{ sulla superficie e } \phi = 0 \text{ all' infinito}$$

$$\vec{E} = -\frac{\partial \phi}{\partial n} \hat{n}$$

$$s = \epsilon_0 E$$

C = capacità elettrostatica

$$Q = \int_{\Sigma} s d\Sigma$$

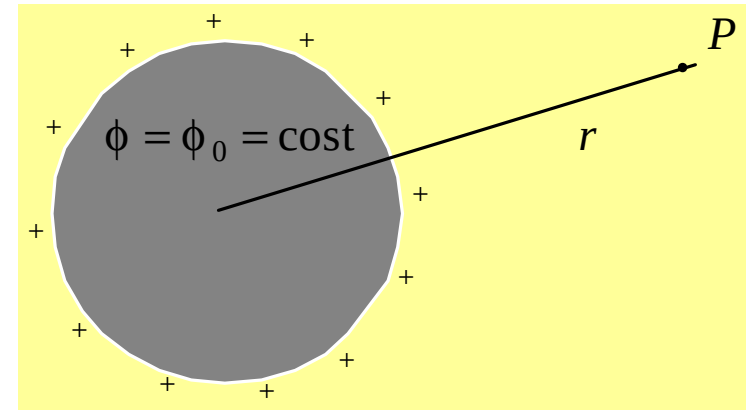
$$Q = C \phi_0$$

Capacità elettrica

Esempio: sfera conduttrice di raggio R con carica Q

All'interno della sfera e sulla superficie:

$$f = f_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R^2} \rightarrow Q = (4\pi\epsilon_0 R) f_0$$



Cioè $Q = C f_0$ dove C è la **capacità del conduttore**

Unità di misura nel SI:

farad = coulomb/volt ($F = CV^{-1}$)

$$\text{Farad} \equiv F = \frac{C}{V} = \frac{C}{JC^{-1}} = \frac{C^2}{Nm}$$

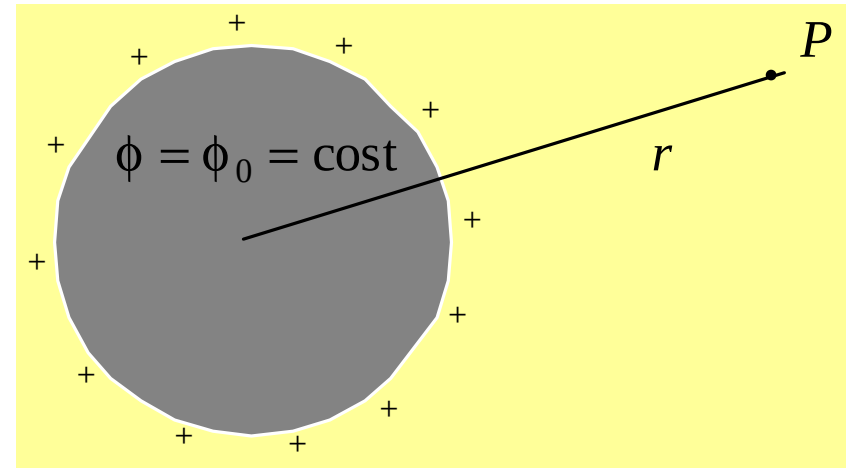
Valori di capacità (F)	
Condensatore per motore elettrico	10^{-4}
Condensatore per illuminazione auto	$5 \cdot 10^{-5}$
Condensatore per flash elettronico (potenza 10^6 W)	10^{-5}
Condensatore ad aria per la ricezione di onde radio	10^{-9}
1 m di cavo coassiale per la televisione	$8 \cdot 10^{-11}$

Capacità di una sfera conduttrice

Come prima, sia la carica Q distribuita uniformemente sulla superficie della sfera di raggio R

Esaminiamo i valori di alcune grandezze per $r > R$
Il campo elettrico vale

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2} \quad (r > R)$$



Il potenziale, assumendolo nullo all'infinito, vale $f(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r} \quad (r > R)$

Pertanto, sulla superficie della sfera varrà: $f(R) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R}$

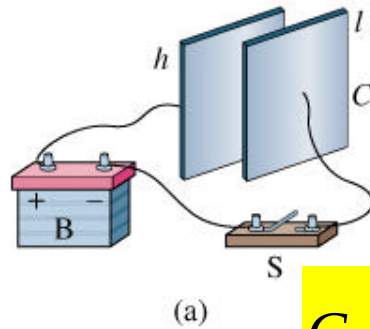
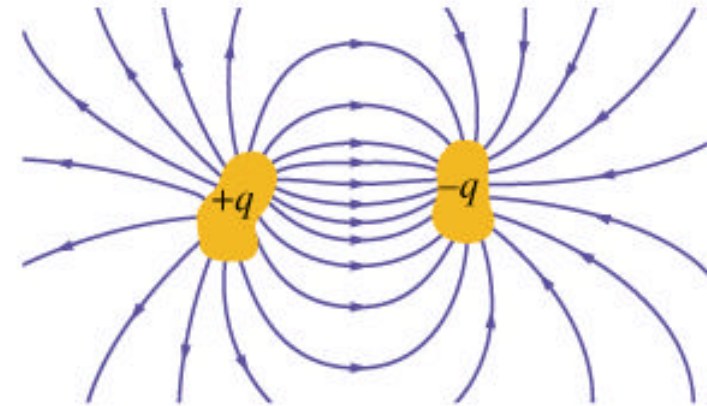
E quindi la capacità sarà: $C = \frac{Q}{f(R)} = 4\pi\epsilon_0 R$

Nel caso in cui $R=1$ m, C vale: $C = 4\pi\epsilon_0 = \frac{1}{k_0} = \frac{1}{9 \times 10^9} \cong 10^{-10} \text{ F} = 0.1 \text{ nF}$

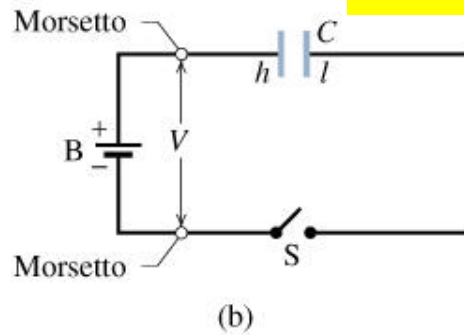
Condensatori

Un condensatore è un sistema di due conduttori i quali sono caricati con cariche uguali ed opposte $+q$ e $-q$. Essi possono avere molte forme ma in principio sono costituiti da due conduttori isolati di forma arbitraria chiamati **piatti** o **armature**.

Tali dispositivi sono in grado di immagazzinare al loro interno energia sotto forma di energia potenziale elettrostatica.

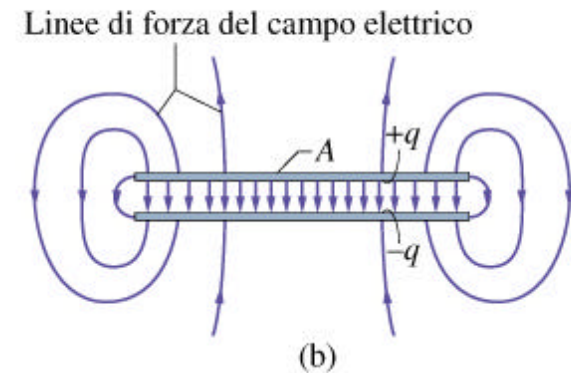
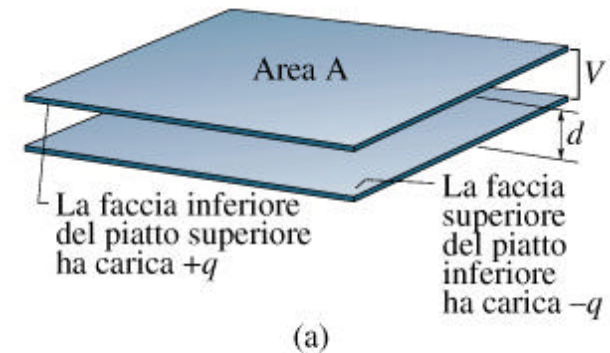


$$C = \frac{Q}{V}$$



Se le armature sono costituite da piani paralleli (infiniti), il **condensatore è piano**. Se sulle due armature è presente una carica q ($+q$ su una di esse, $-q$ sull'altra), è carico. In questo caso, la carica q e la d.d.p. tra le due armature del condensatore sono proporzionali, e la costante di proporzionalità C è chiamata **CAPACITÀ** e si misura in Farad (F).

Il condensatore può essere caricato connettendolo ad una batteria (il piatto negativo acquista elettroni, l'altro li cede).



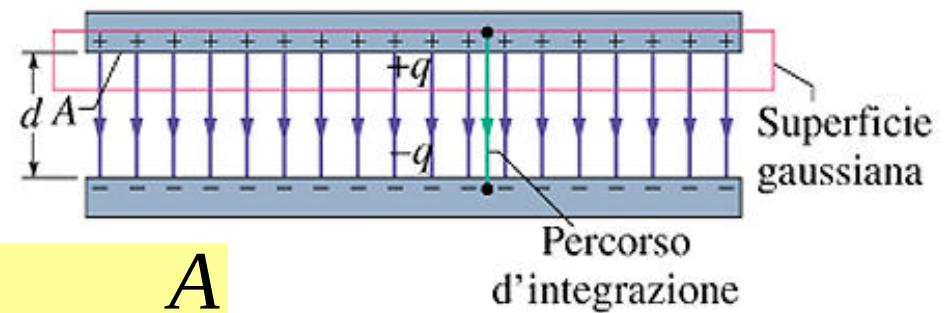
Capacità

In un condensatore piano, il campo elettrico è ricavabile a partire dal teorema di Gauss, ed il potenziale $V = f_2 - f_1$ si ricava da E:

$$E = \frac{s}{e_0} = \frac{Q}{Ae_0} \quad V = Ed = Q \frac{d}{e_0 A}$$

Dalla definizione di capacità $C = \frac{Q}{V}$ si ha:

$$C = e_0 \frac{A}{d}$$



Se il condensatore è sferico, il campo elettrico è presente soltanto tra le due sfere e vale:

$$E = \frac{q}{4pe_0 r^2}$$

Il potenziale vale:

$$V = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{q}{4pe_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = -\frac{q}{4pe_0} \left| \frac{1}{r} \right|_{r_1}^{r_2} = \frac{q}{4pe_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{q}{4pe_0} \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}$$

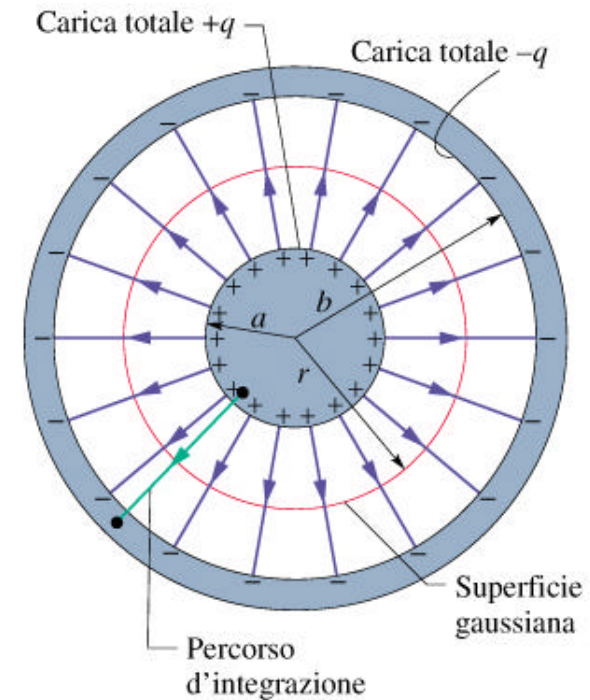
E quindi la capacità vale:

$$C = \frac{q}{V} = 4pe_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}$$

Se infine il condensatore è cilindrico, con analoghe considerazioni si trova:

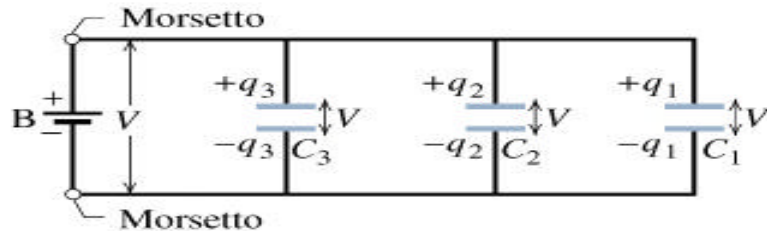
$$C = 2pe_0 \frac{L}{\ln(b/a)}$$

dove a,b sono i raggi delle due armature cilindriche e L la loro lunghezza

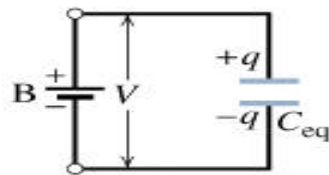


Condensatori in serie ed in parallelo

Condensatori in parallelo



(a)



(b)

$$Q_1 = C_1 V \quad Q_2 = C_2 V \quad Q_3 = C_3 V$$

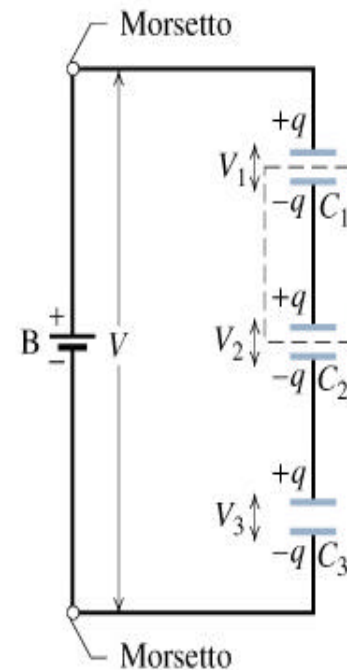
Conservazione della carica

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 = (C_1 + C_2 + C_3) V$$

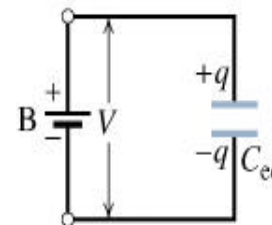
$$C = \frac{Q}{V} \Rightarrow C = C_1 + C_2 + C_3$$

$$C = \sum_i C_i$$

Condensatori in serie



(a)



(b)

$$V_1 = \frac{Q}{C_1} \quad V_2 = \frac{Q}{C_2} \quad V_3 = \frac{Q}{C_3}$$

Conservazione dell'energia

$$V = V_1 + V_2 + V_3 = Q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right)$$

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



$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}$$

$$\frac{1}{C} = \sum_i \frac{1}{C_i}$$

Energia di un condensatore

Lavoro per portare una carica dq
dall'armatura negativa all'armatura positiva:

$$dW = V dq$$

$$W = \int_0^Q V dq = \int_0^Q \frac{q}{C} dq = \frac{Q^2}{2C}$$

W immagazzinato nel condensatore (nel campo elettrico tra le armature) come energia potenziale elettrostatica

$$U = \frac{1}{2} CV^2$$

Esempio: condensatore piano $C = \epsilon_0 \frac{A}{d}$ $V = Ed$  $U = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 (Ad)$

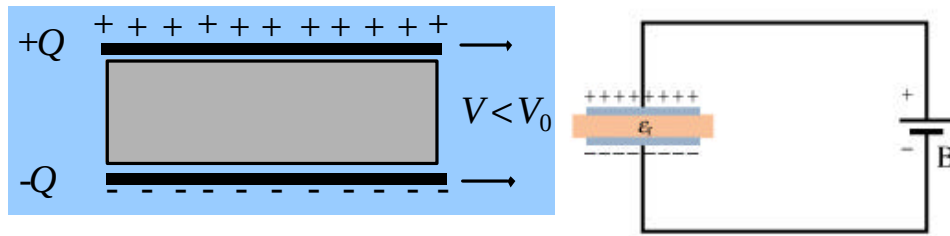
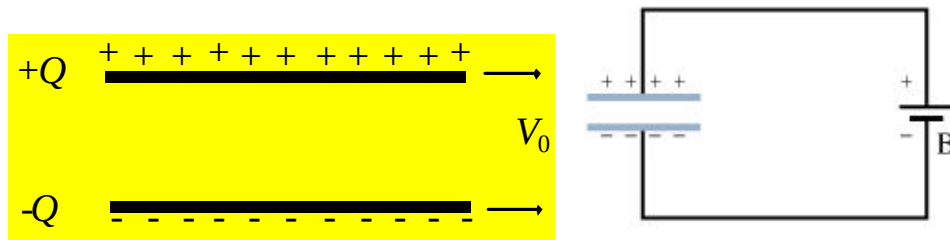
Si definisce
Densità di energia elettrostatica (J m^{-3})

$$u_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$$

Dielettrici

In questa trattazione ci occuperemo soltanto di dielettrici omogenei, isotropi e lineari

Prima evidenza: inserendo un dielettrico in un condensatore e mantenendone costante la carica sulle armature, la d.d.p. tra le armature DIMINUISCE



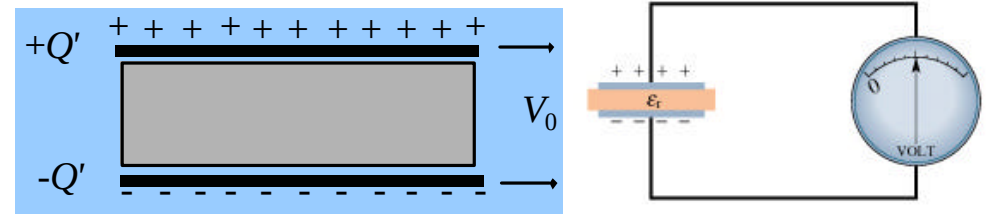
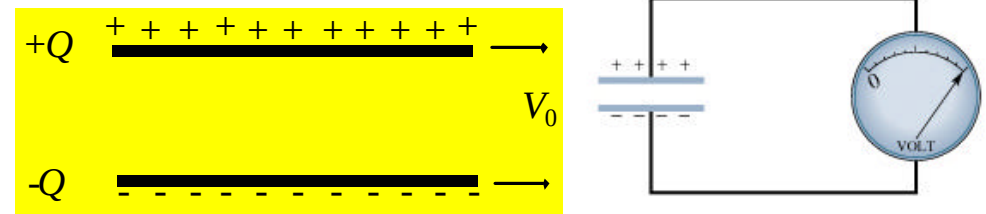
V costante

$$V = \frac{V_0}{e_r} \quad e_r > 1$$

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{Q}{V_0 / e_r} = e_r \frac{Q}{V_0} = e_r C_0$$

$$\begin{aligned} C &> C_0 \\ C &= e_r C_0 \end{aligned}$$

Seconda evidenza: inserendo un dielettrico in un condensatore e mantenendo costante la d.d.p. fra le armature, la carica sulle armature AUMENTA

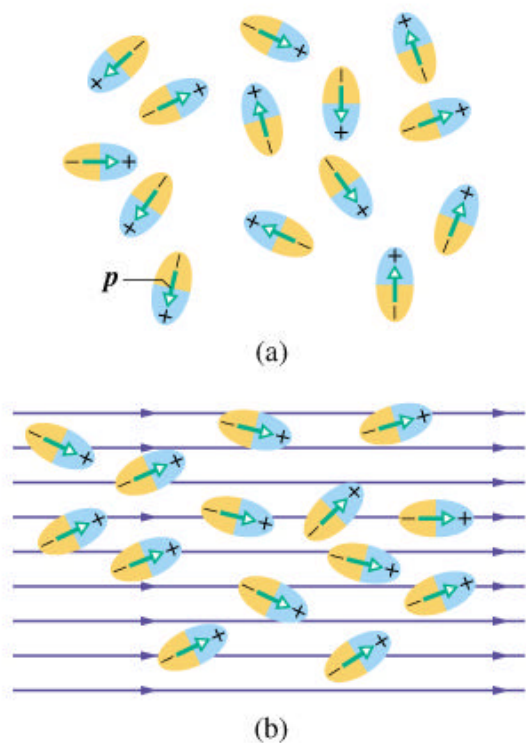


q costante

$$Q' > Q \quad Q' = e_r Q$$

$$C = \frac{Q'}{V_0} = \frac{e_r Q}{V_0} = e_r C_0$$

L'aspetto atomico dei dielettrici



Esistono due tipi di dielettrici: i dielettrici polari ed i dielettrici non polari.

I primi (a fianco) possiedono un momento di dipolo intrinseco, mentre i secondi (in basso a sinistra), in presenza di campo elettrico, possono acquisirlo per induzione.

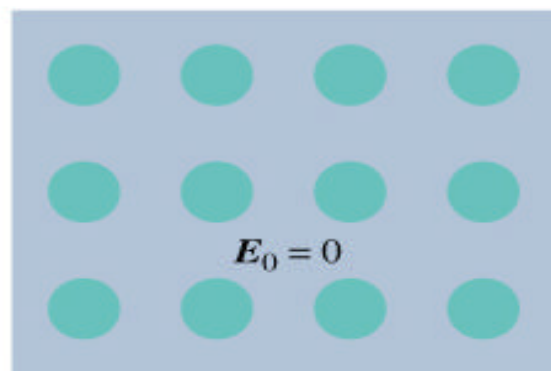
L'effetto in entrambi i casi è che, in presenza di campo elettrico, le molecole si orientano in direzione tale per cui, dentro il dielettrico, **si viene a creare un campo elettrico dovuto alle molecole opposto al campo applicato** (ma inferiore in valore assoluto).

Proprietà di alcuni dielettrici^a

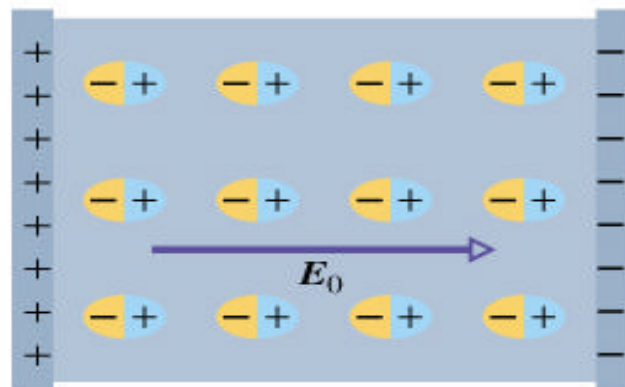
Materiale	Costante dielettrica relativa ϵ_r	Rigidità dielettrica (kV/mm)
Aria (1 bar)	1.00054	3
Polistirene	2.6	24
Carta	3.5	16
Olio da trasformatore	4.5	
Vetro pyrex	4.7	14
Mica	5.4	
Porcellana	6.5	
Silicio	12	
Germanio	16	
Etanolo	25	
Acqua (25 °C)	78.5	
Acqua (20 °C)	80.4	
Materiale ceramico al titanio	130	
Titanato di stronzio	310	8

Per il vuoto, $\epsilon_r = 1$.

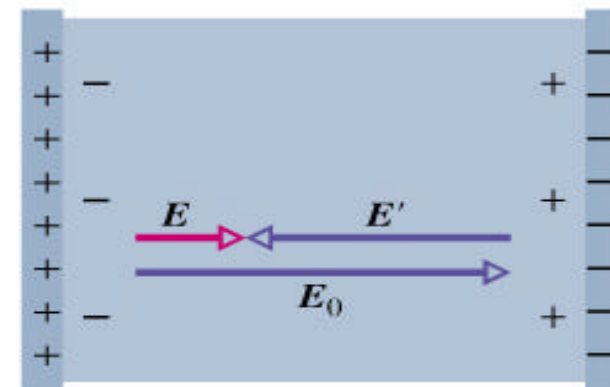
^a Misurate a temperatura ambiente, esclusa l'acqua.



(a)

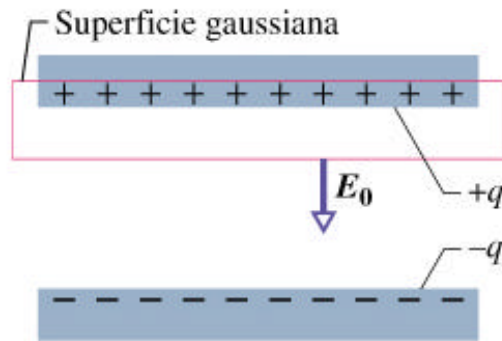


(b)

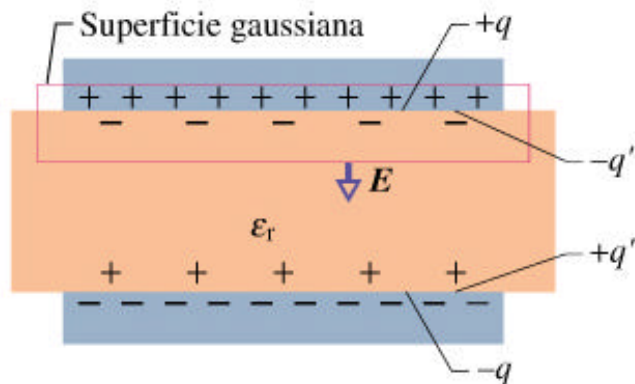


(c)

Dielettrici e legge di Gauss



(a)



(b)

La legge di Gauss è stata derivata supponendo il vuoto intorno alle cariche. Nel caso vi sia un dielettrico, deve essere modificata. Si veda il caso in figura. Scelta la superficie gaussiana, si è visto che, senza dielettrico, si può scrivere:

$$\Phi_E = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = E_0 A = \frac{q}{e_0} \quad \text{cioè} \quad E_0 = \frac{q}{e_0 A}$$

Nel caso in cui ci sia il dielettrico, invece, si può usare la stessa superficie gaussiana ma vanno considerati due tipi di cariche: la carica $+q$ (carica *libera*) presente sulle piastre e la carica $-q'$ (carica *legata*) indotta sulla faccia superiore del dielettrico. Pertanto, la legge di Gauss si modifica così:

$$\Phi'_E = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = E_0 A = \frac{q - q'}{e_0} \quad \text{cioè} \quad E = \frac{q - q'}{e_0 A}$$

L'effetto netto è che $E < E_0$. Si può quindi scrivere $E = \frac{E_0}{e_r} = \frac{q}{e_0 e_r A}$

Il che significa anche $q - q' = \frac{q}{e_r}$

In fisica si usa anche definire la suscettività elettrica con la relazione seguente: $c_e = e_r - 1$