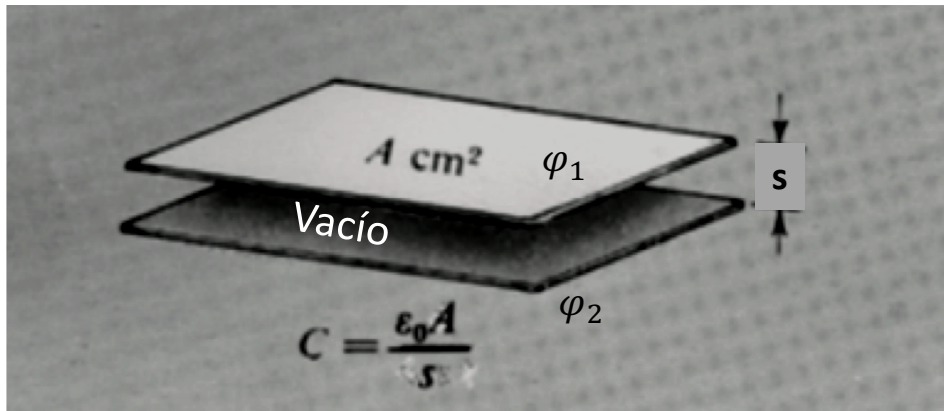




Física 2 para ciencias químicas a
distancia
FCEN – UBA - 1 Cuatrimestre
2020

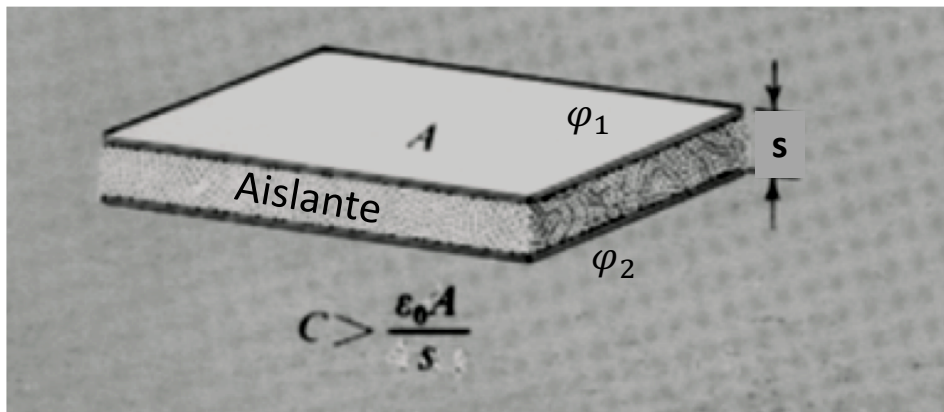
Dieléctricos

Experiencia con condensadores en vacío y con dieléctricos

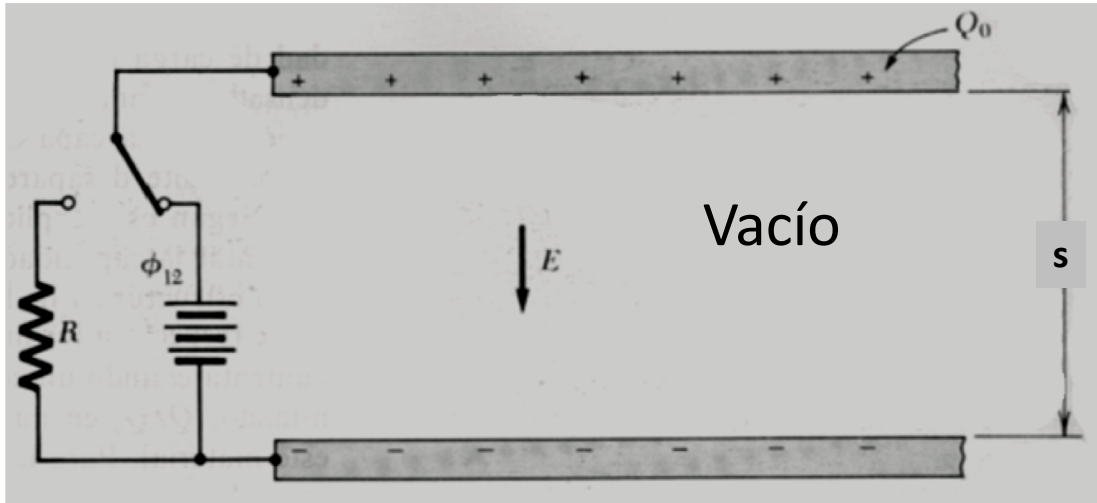


- En el vacío: dos conductores aislados uno del otro. Para uno plano:

$$C = \frac{Q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{\epsilon_0 A}{s}$$



- Cuando metemos un material aislante entre las placas, manteniendo la diferencia de potencial, tenemos una capacidad mayor.
- **Esto se debe a una mayor cantidad de carga en las placas.**

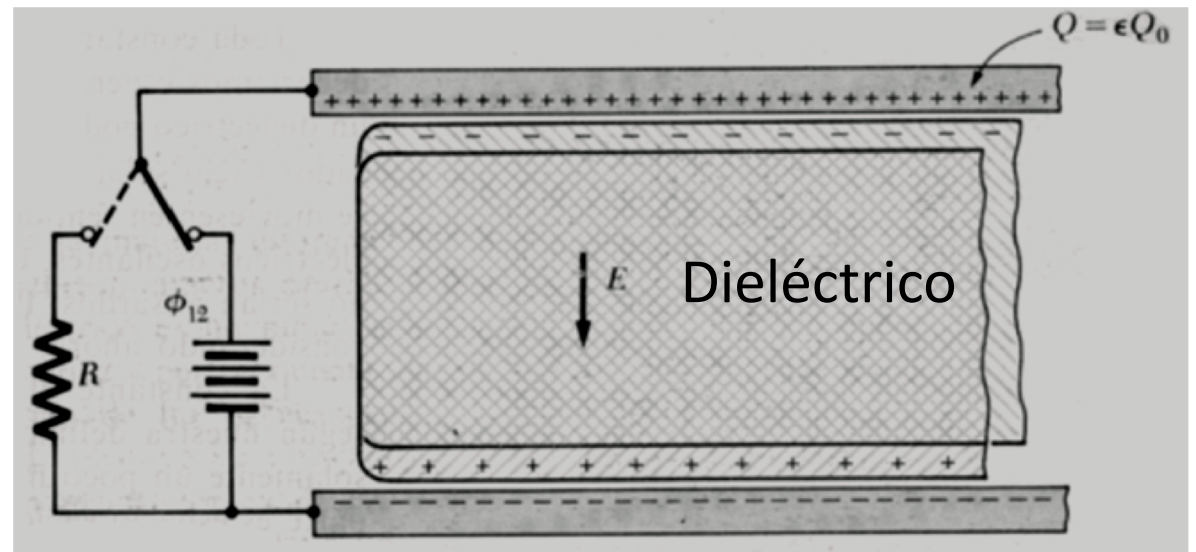


La batería mantiene la diferencia de potencial ϕ_{12} . Con una carga Q_0 , tenemos:

$$Q_0 = C_0 \phi_{12}$$

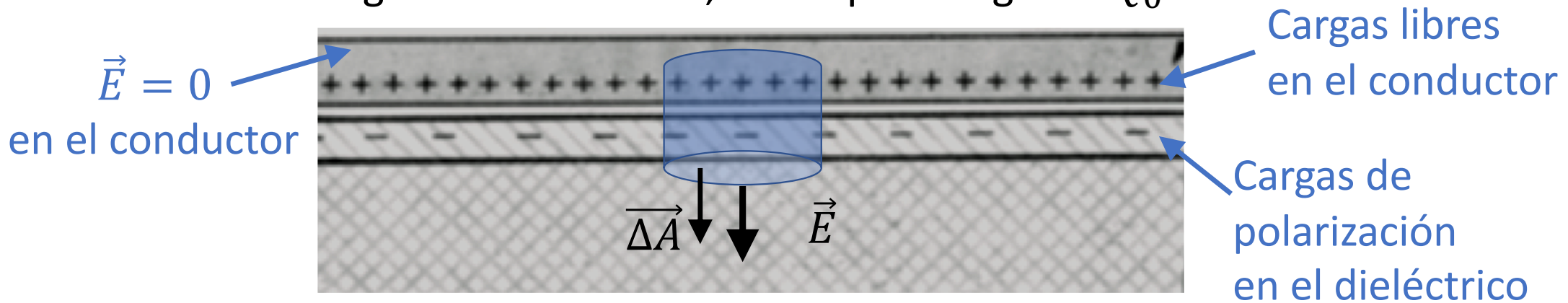
El campo eléctrico desplaza en el aislante las cargas positivas hacia abajo y las negativas hacia arriba. Capas no compensadas se ubican junto a las placas. En las placas hay ahora una carga mayor

$$Q = \kappa Q_0 \quad \kappa > 1$$



Cargas libres y de polarización

- En el vacío, el campo es $E = \frac{\varphi_{12}}{s}$
- Cuando metemos el dieléctrico, en todo el espacio, la diferencia de potencial es la misma (por acción de la batería) y la distancia es la misma con lo cual E no cambia.
- Esto quiere decir que la carga en el conductor Q , más la carga en el borde contiguo del dieléctrico, tiene que ser igual a Q_0 .



Cargas libres y de polarización

- Entonces definiendo $\kappa > 1$ tal que $Q = \kappa Q_0$, la carga en el borde contíguo del dieléctrico es

$$Q' = -(\kappa Q_0 - Q_0) = (1 - \kappa)Q_0$$

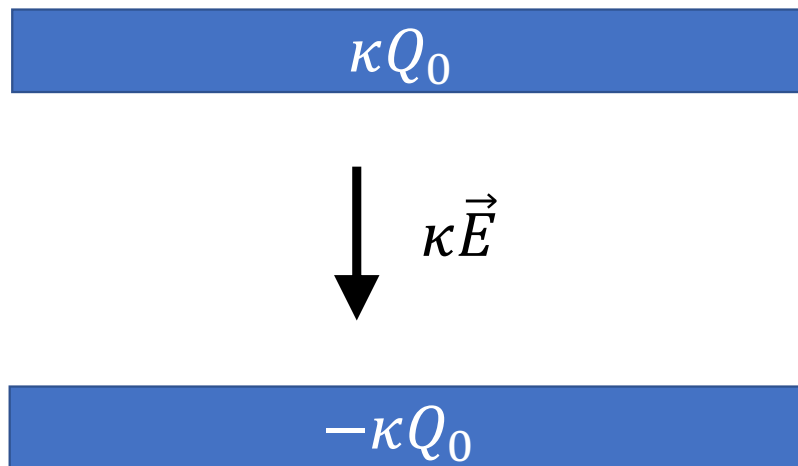
- κ es la constante dieléctrica
 - Adimensional
 - Normalmente > 1

Tabla 10.1 Constantes dieléctricas de varias sustancias

<i>Substancia</i>	<i>Condiciones</i>	<i>Constante dieléctrica</i>
Aire	Gas, 0° C, 1 atm	1,00059
Metano	Gas, 0° C, 1 atm	1,00088
Ácido clorhídrico, HCl	Gas, 0° C, 1 atm	1,0046
Agua H ₂ O	Gas, 110° C, 1 atm	1,0126
	Líquido, 20° C	80
Benceno, C ₆ H ₆	Líquido, 20° C	2,28
Metanol CH ₃ OH	Líquido, 20° C	33,6
Amoníaco, NH ₃	Líquido, — 34° C	22
Aceite de transformador	Líquido, 20° C	2,24
Cloruro sódico, NaCl	Cristal, 20° C	6,12
Azufre, S	Sólido, 20° C	4,0
Silicio, Si	Sólido, 20° C	11,7
Polietileno	Sólido, 20° C	2,25-2,3
Porcelana	Sólido, 20° C	6,0-8,0
Cera de parafina	Sólido, 20° C	2,1-2,5
Vidrio pyrex 7070	Sólido, 20° C	4,00

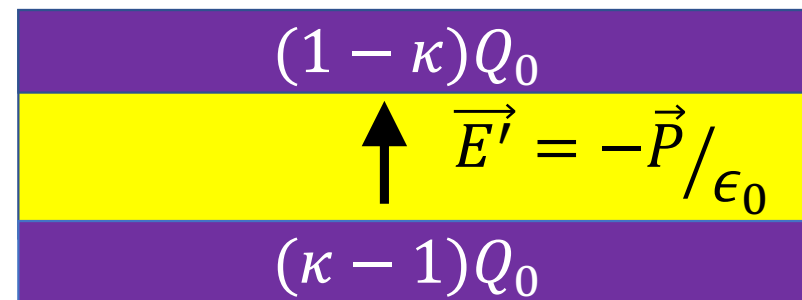
Superposición

Capacitor vacío



+

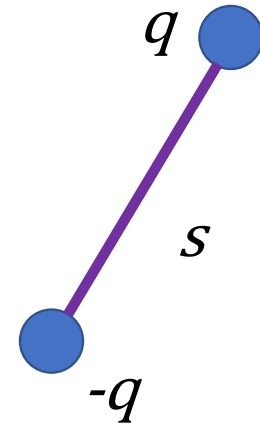
Dieléctrico polarizado



Caso general: \vec{P} es usualmente generado en respuesta a \vec{E}

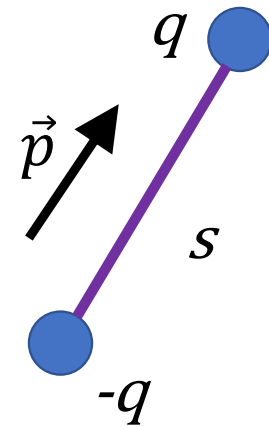
Torque y fuerza sobre un dipolo en el campo exterior

- Supongamos un dipolo de dos cargas opuestas de módulo q separadas por una varilla rígida no conductora de largo s .



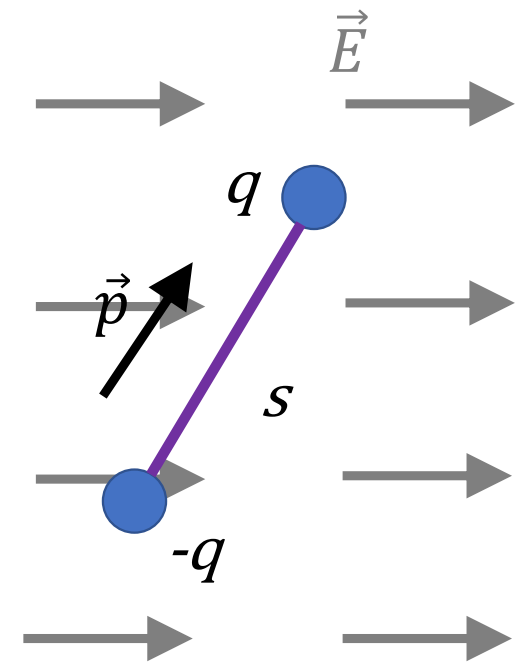
Torque y fuerza sobre un dipolo en el campo exterior

- Supongamos un dipolo de dos cargas opuestas de módulo q separadas por una varilla rígida no conductora de largo s .
- El momento dipolar es simplemente $\vec{p} = qs \hat{p}$.



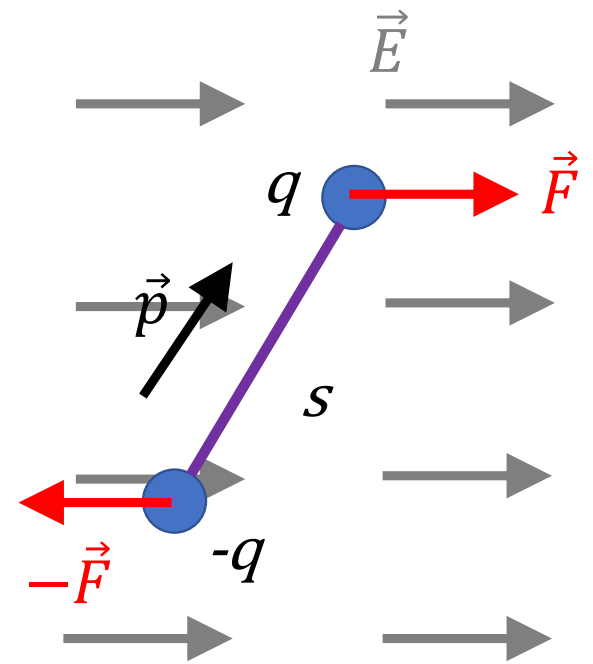
Torque y fuerza sobre un dipolo en el campo exterior

- Supongamos un dipolo de dos cargas opuestas de módulo q separadas por una varilla rígida no conductora de largo s .
- El momento dipolar es simplemente $\vec{p} = qs \hat{p}$.
- Nos interesa saber qué pasa cuando el dipolo se encuentra en un **campo uniforme** \vec{E} (no nos interesa el campo del dipolo).



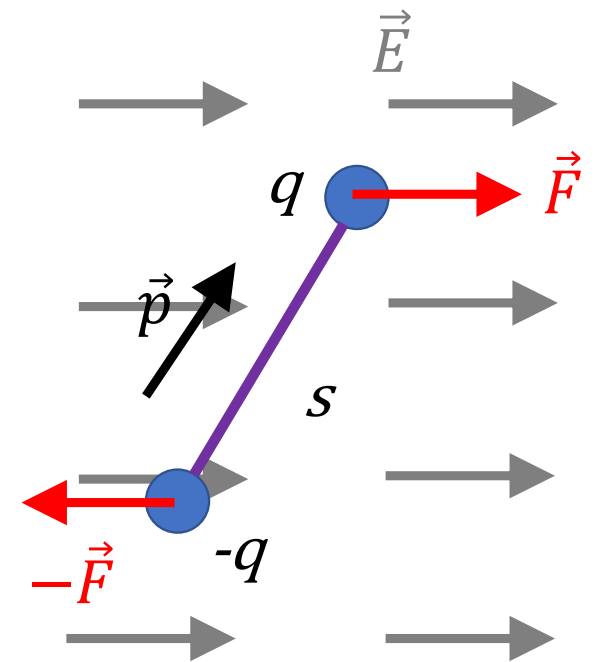
Torque y fuerza sobre un dipolo en el campo exterior

- Las cargas del dipolo sentirán fuerzas opuestas de módulo $F = qE$



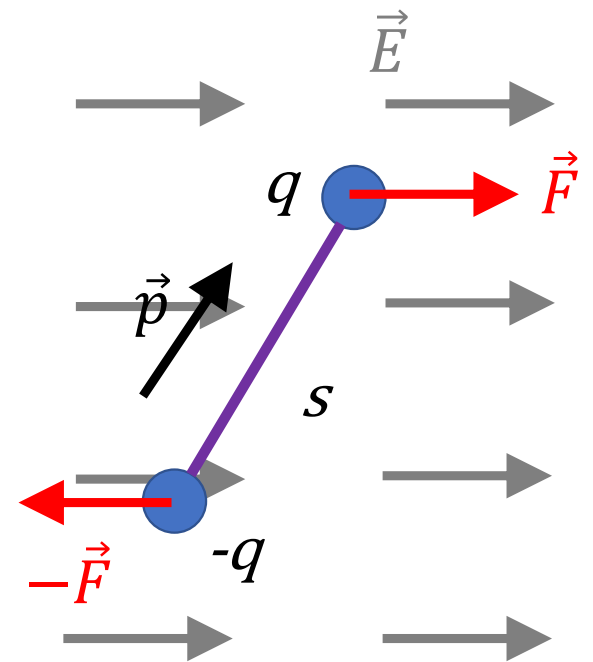
Torque y fuerza sobre un dipolo en el campo exterior

- Las cargas del dipolo sentirán fuerzas opuestas de módulo $F = qE$
- La fuerza resultante será nula, con lo cual el dipolo entero no se va a acelerar.



Torque y fuerza sobre un dipolo en el campo exterior

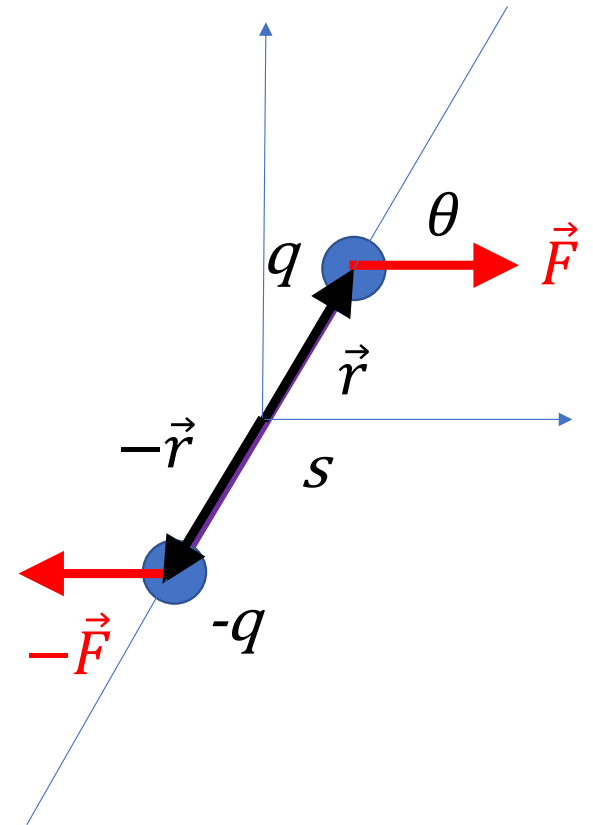
- Las cargas del dipolo sentirán fuerzas opuestas de módulo $F = qE$
- La fuerza resultante será nula, con lo cual el dipolo entero no se va a acelerar.
- Sin embargo, si el dipolo no está alineado con el campo habrá un torque



Torque y fuerza sobre un dipolo en el campo exterior

- El torque es

$$\vec{N} = \vec{r} \times \vec{F} + \left(-\vec{r} \times (-\vec{F}) \right) = 2 \vec{r} \times \vec{F}$$

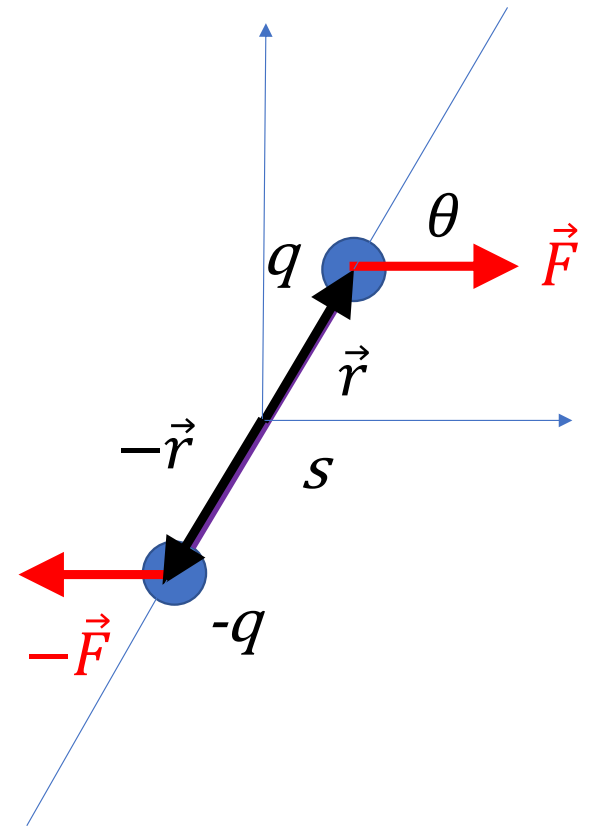


Torque y fuerza sobre un dipolo en el campo exterior

- El torque es

$$\vec{N} = \vec{r} \times \vec{F} + \left(-\vec{r} \times (-\vec{F}) \right) = 2 \vec{r} \times \vec{F}$$

- Como $|\vec{r}| = \frac{s}{2}$, \vec{N} apunta hacia adentro de la pantalla y tiene módulo $|\vec{N}| = sqE |\sin \theta|$.



Torque y fuerza sobre un dipolo en el campo exterior

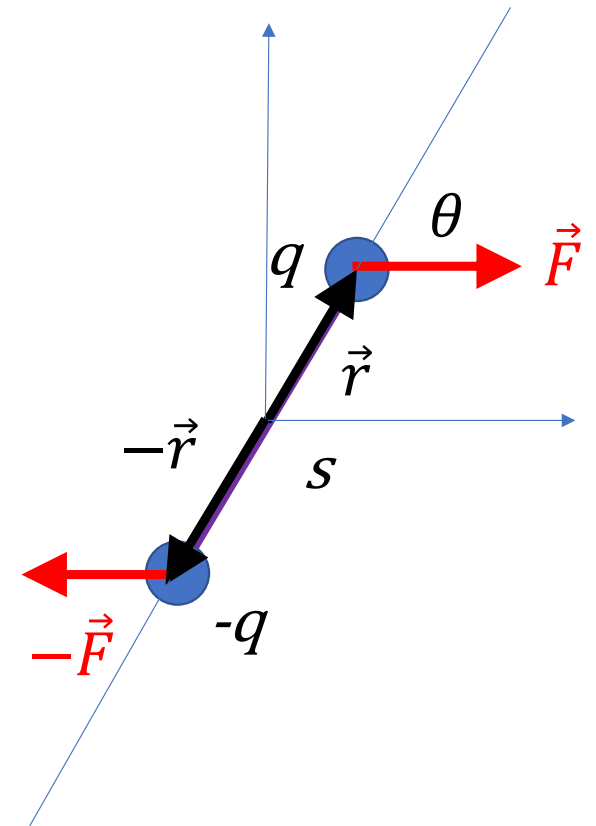
- El torque es

$$\vec{N} = \vec{r} \times \vec{F} + \left(-\vec{r} \times (-\vec{F}) \right) = 2 \vec{r} \times \vec{F}$$

- Como $|\vec{r}| = \frac{s}{2}$, \vec{N} apunta hacia afuera de la pantalla y tiene módulo $|\vec{N}| = sqE |\sin \theta|$.

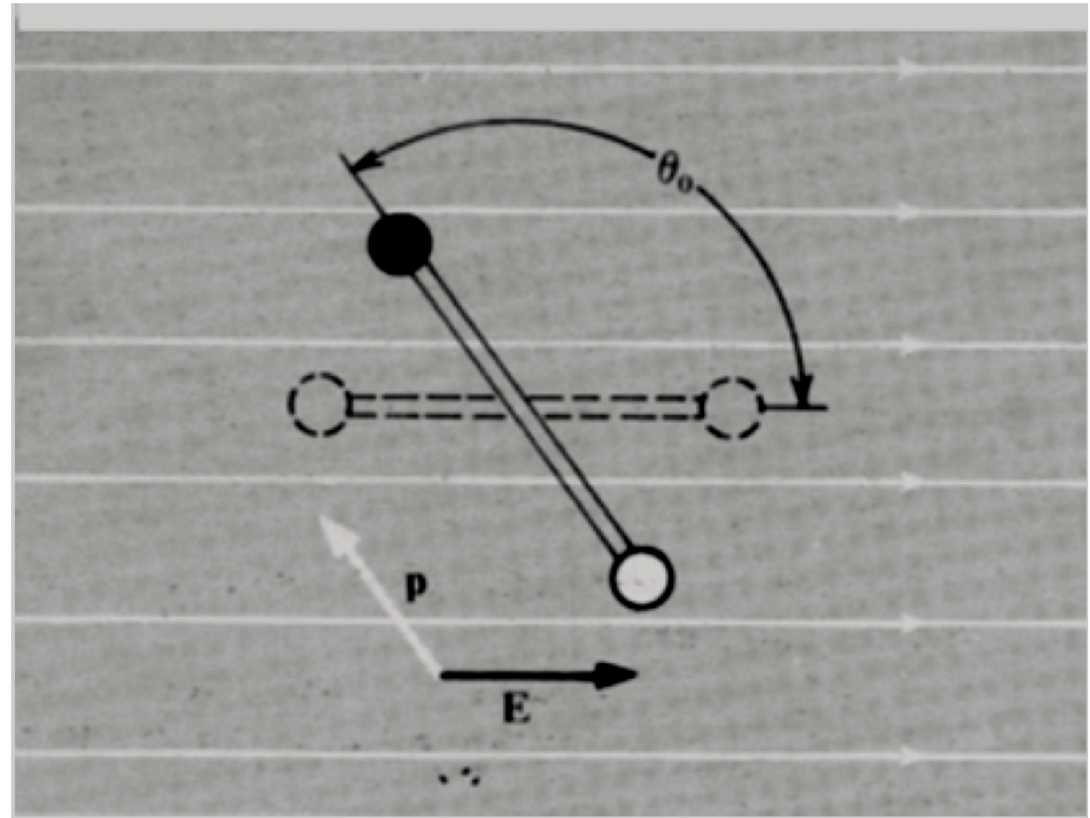
- Pero eso simplemente es

$$\vec{N} = \vec{p} \times \vec{E}$$



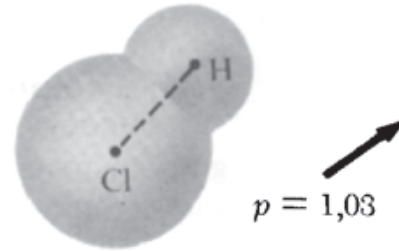
Torque y fuerza sobre un dipolo en el campo exterior

Esto quiere decir que un dipolo en medio de un campo eléctrico uniforme va a tender a alinearse con él a fin de adoptar la configuración de mínima energía

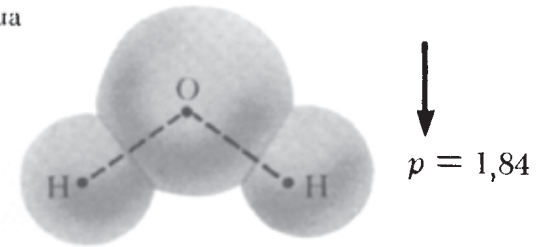


Algunos Dipolos moleculares permanentes

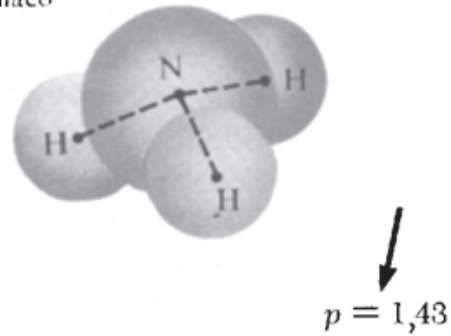
Ácido clorhídrico



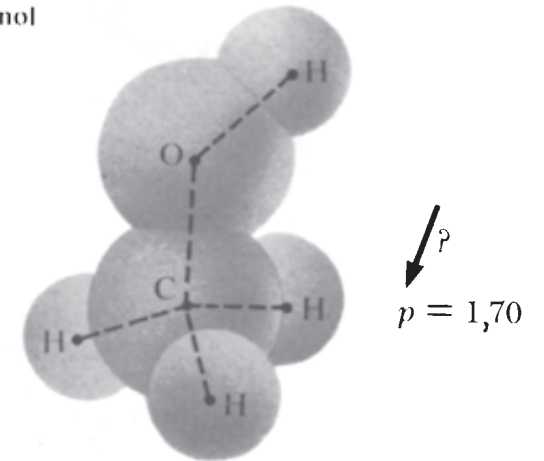
Agua



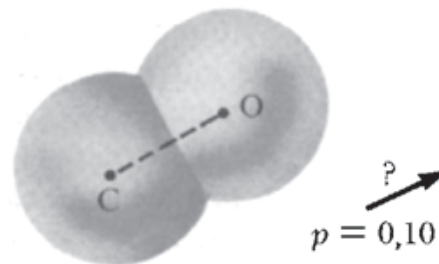
Amoníaco



Metanol



Monóxido de carbono



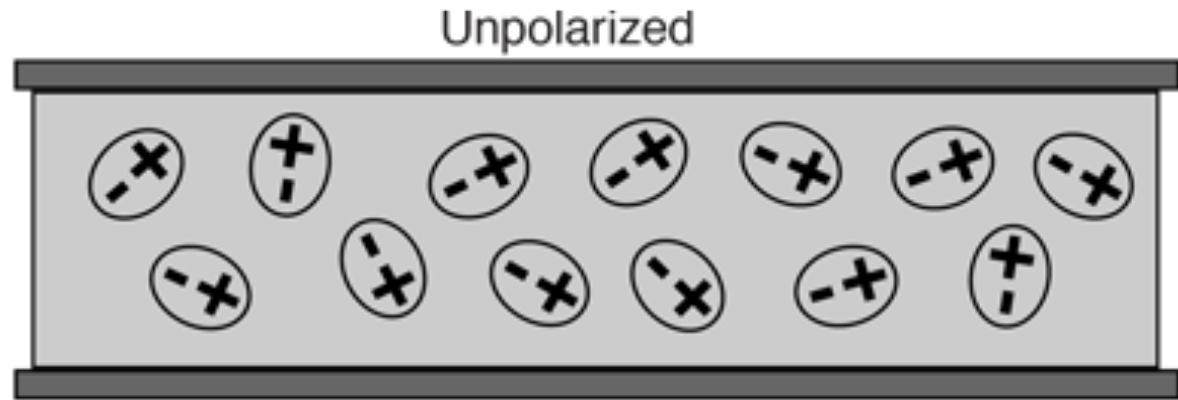
355

Valores de p en Debyes (D)
 $1D = 3,33564 \times 10^{-30} \text{ C m}$

Descanso

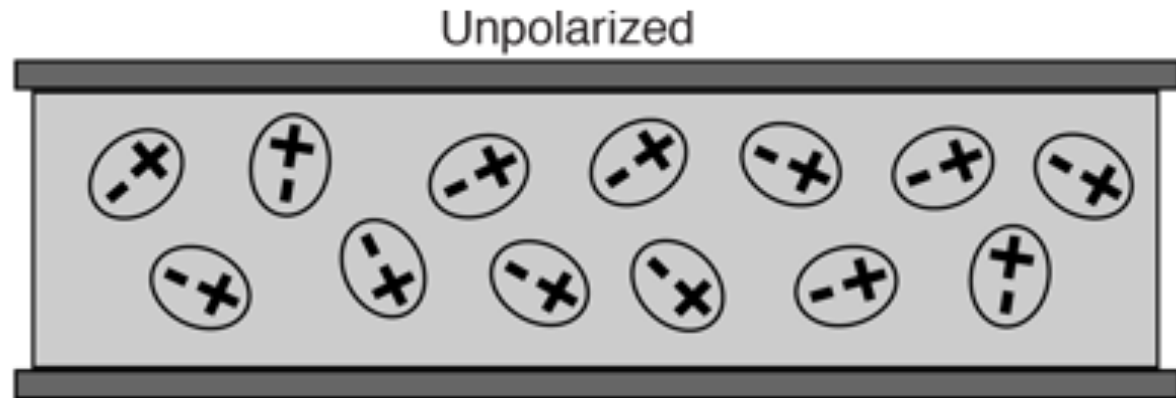
El campo eléctrico de polarización

Moléculas
dipolares orientadas
desordenadamente

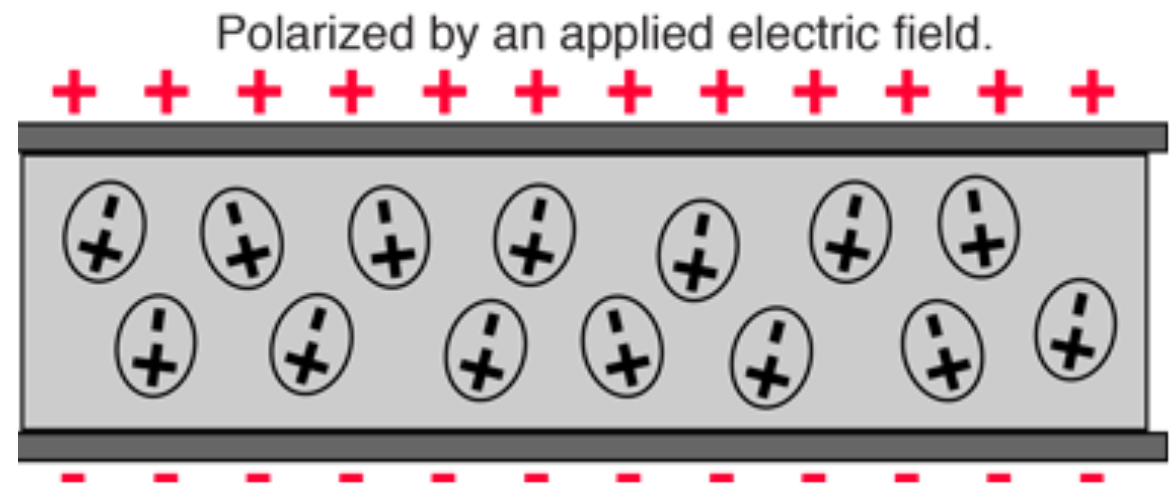


El campo eléctrico de polarización

Moléculas
dipolares orientadas
desordenadamente

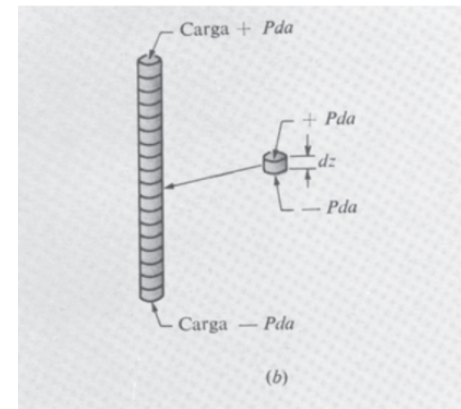
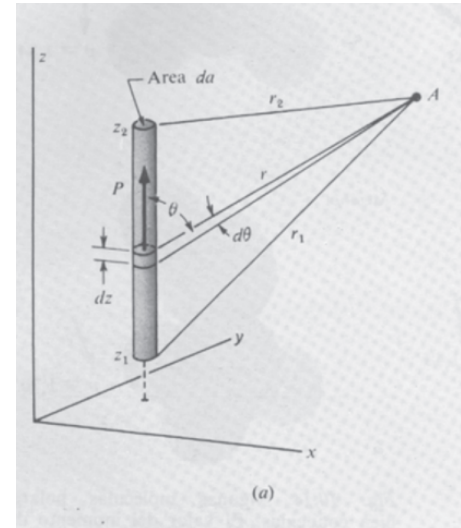


La presencia de un
campo uniforme
orienta los dipolos



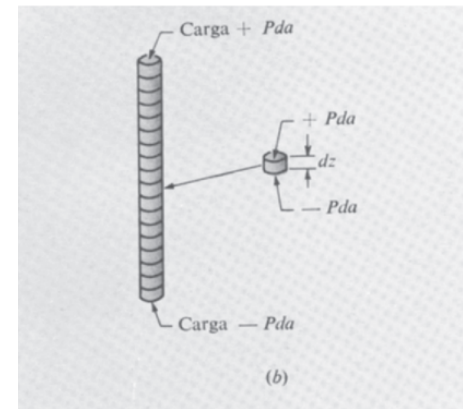
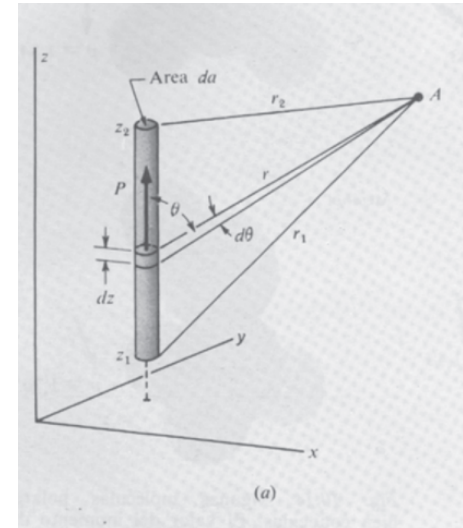
El campo eléctrico de polarización

- Supongamos un bloque de materia que reúna un gran número de moléculas de momentos dipolares \vec{p}



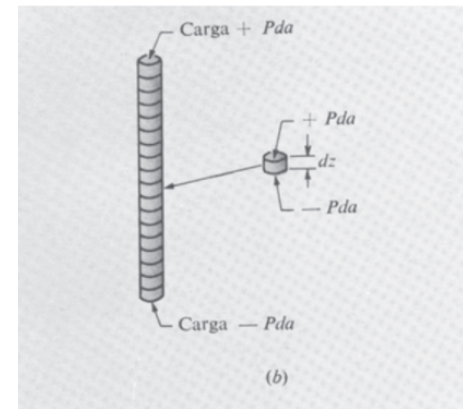
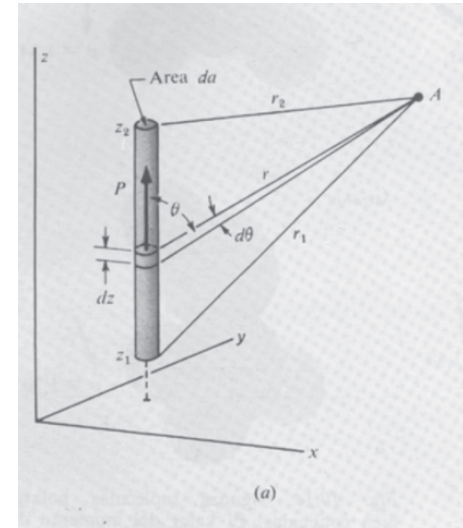
El campo eléctrico de polarización

- Supongamos un bloque de materia que reúna un gran número de moléculas de momentos dipolares individuales permanentes \vec{p}
- Supongamos que están todas polarizadas en la misma dirección.



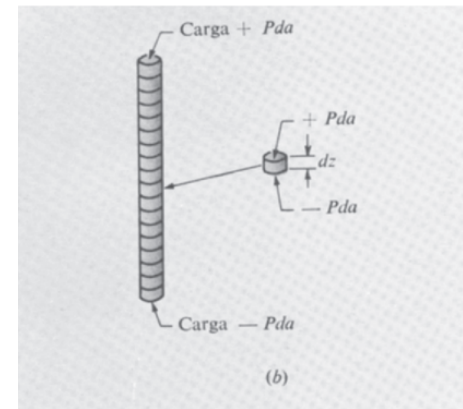
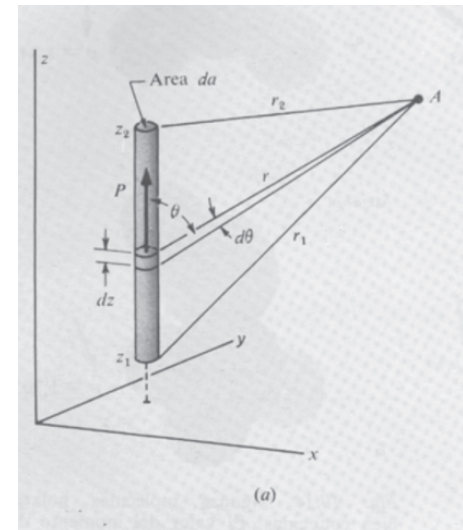
El campo eléctrico de polarización

- Supongamos un bloque de materia que reúna un grán número de moléculas de momentos dipolares \vec{p}
- Supongamos que están todas polarizadas en la misma dirección.
- Supongamos un número muy grande N de dipolos por unidad de volumen



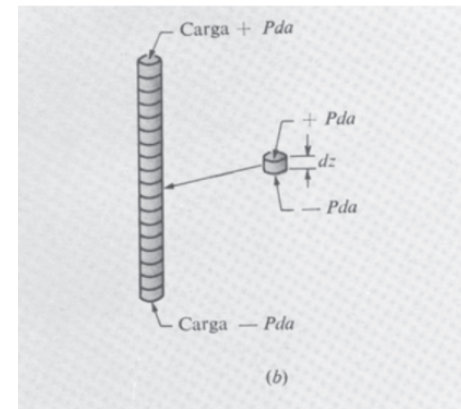
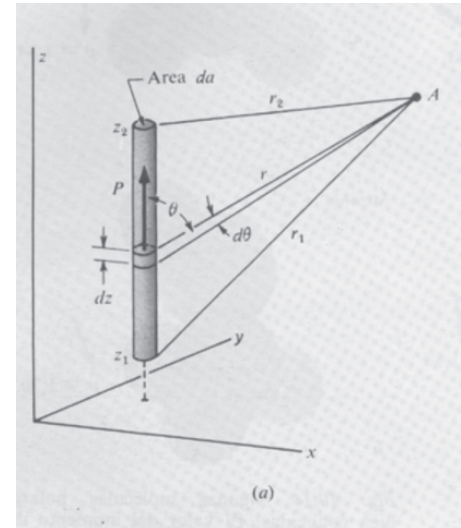
El campo eléctrico de polarización

- Supongamos N tan grande como para que aún haya muchos dipolos en un diferencial de volumen dv macroscópico



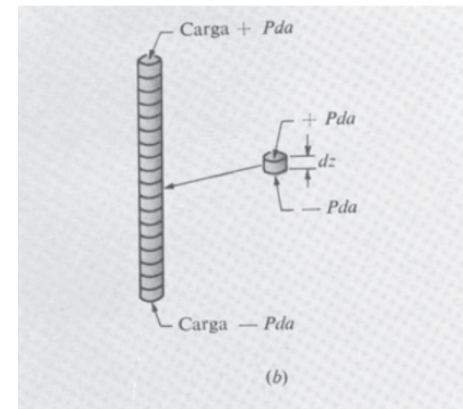
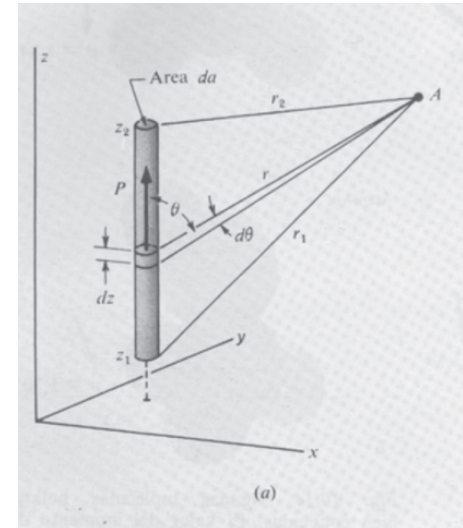
El campo eléctrico de polarización

- Supongamos N tan grande como para que aún haya muchos dipolos en un diferencial de volumen dv macroscópico
- En tal volumen la intensidad del momento dipolar es $\vec{p}N dv$



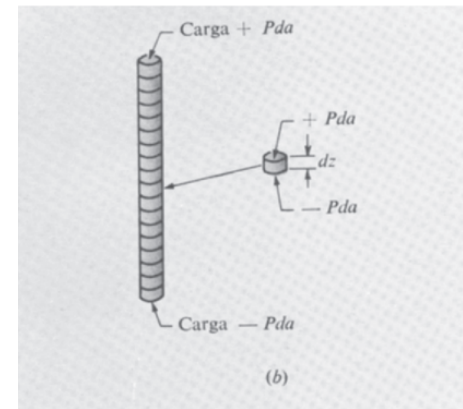
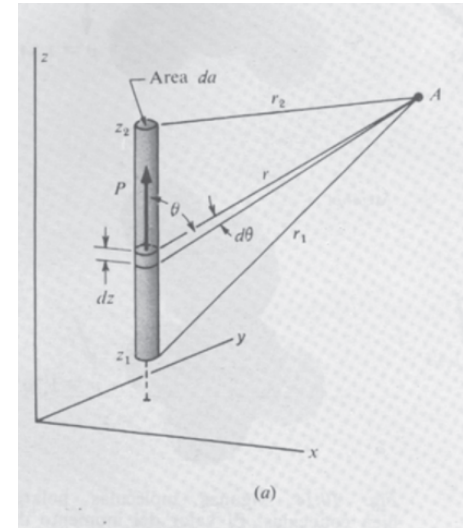
El campo eléctrico de polarización

- Supongamos N tan grande como para que aún haya muchos dipolos en un diferencial de volumen dv macroscópico
- En tal volumen la intensidad del momento dipolar es $\vec{p}N dv$
- En cualquier punto lejano respecto al tamaño de dv , el campo electrostático puede aproximarse por el campo de un solo dipolo de intensidad $\vec{p}N dv$



El campo eléctrico de polarización

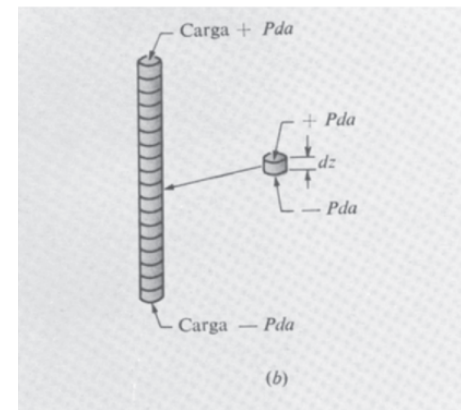
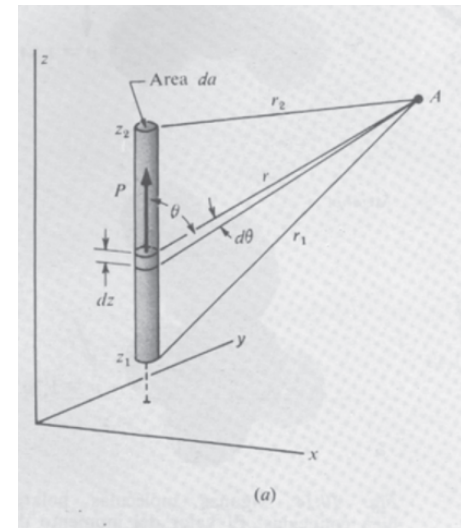
- Definamos la densidad dipolar como $\vec{P} = \vec{p}N$.



El campo eléctrico de polarización

- Definamos la densidad dipolar como $\vec{P} = \vec{p}N$.
- Entonces el momento dipolar del elemento de volumen dv será:

$$\vec{P} dv$$



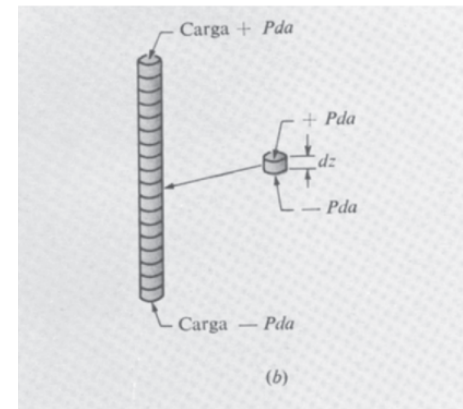
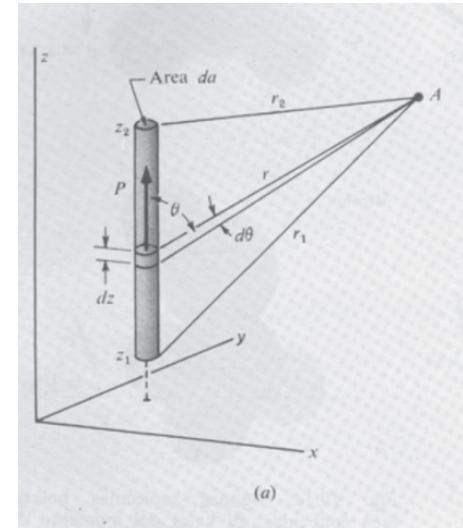
El campo eléctrico de polarización

- Definamos la densidad dipolar como $\vec{P} = \vec{p}N$.
- Entonces el momento dipolar del elemento de volumen dv será:

$$\vec{P} dv$$

- En una columna delgada a lo largo de \vec{P} de sección da y altura dz :

$$dv = da dz$$



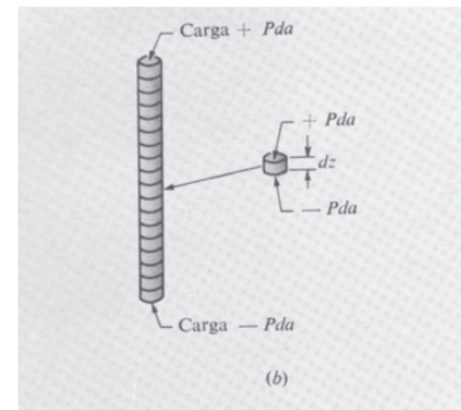
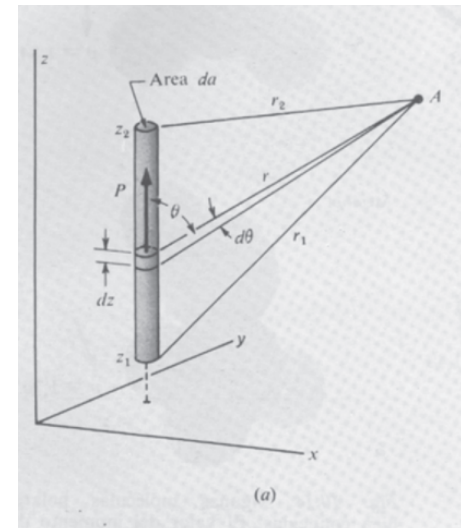
El campo eléctrico de polarización

- La contribución de $\vec{P} dv$ al potencial en el punto A, lejos de la columna (a una distancia r y una dirección θ) es:

$$d\varphi_A = \frac{P da dz \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

- Para toda la columna

$$\varphi_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} P da \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz \cos \theta}{r^2}$$

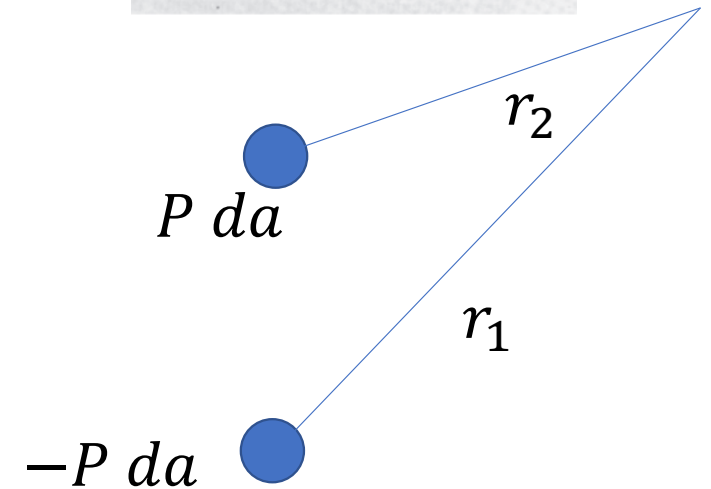
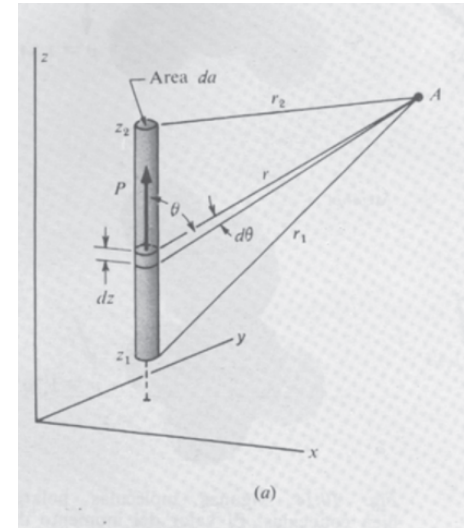


El campo eléctrico de polarización

- Reemplazando $dr = dz \cos \theta$

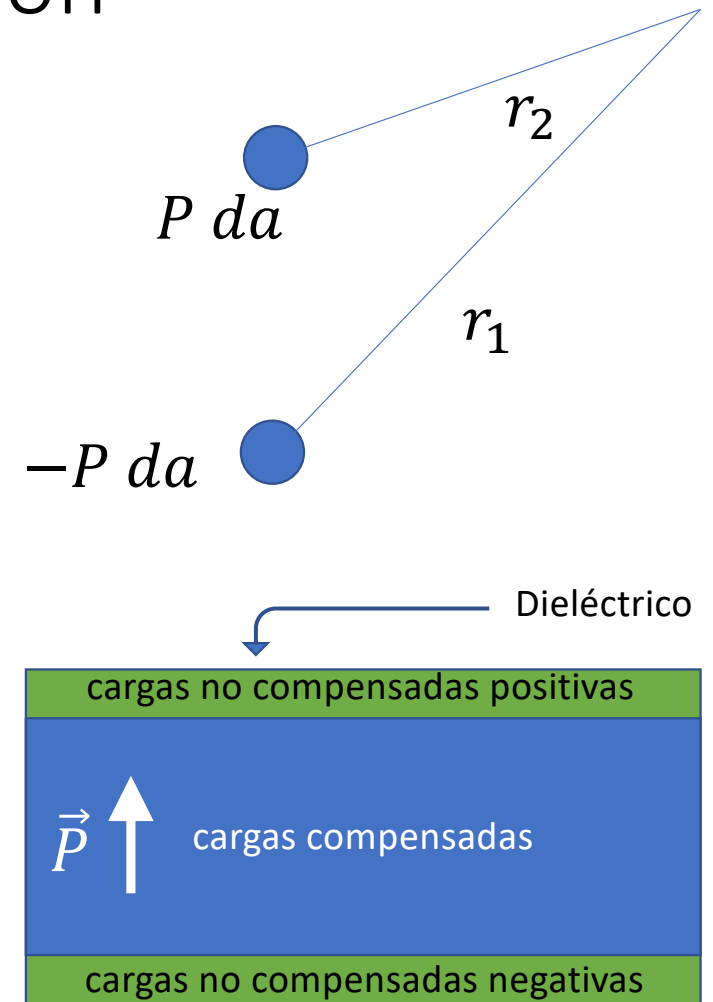
$$\varphi_A = \frac{P da}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)$$

- Es como el potencial de dos cargas puntuales, una positiva con carga $P da$ en la parte superior de la columna, y otra negativa $-P da$ en la base.



El campo eléctrico de polarización

- Esto dice que la concatenación de bloques verticales hace que en las juntas en cada par de bloques las cargas positivas y negativas se compensen.
- Sin embargo las cargas en el extremo superior y en la base de la columna no son compensadas.
- Esto extendido a un bloque compuesto por muchas columnas da una capa de cargas de un signo en un extremo y de signo opuesto en la otra

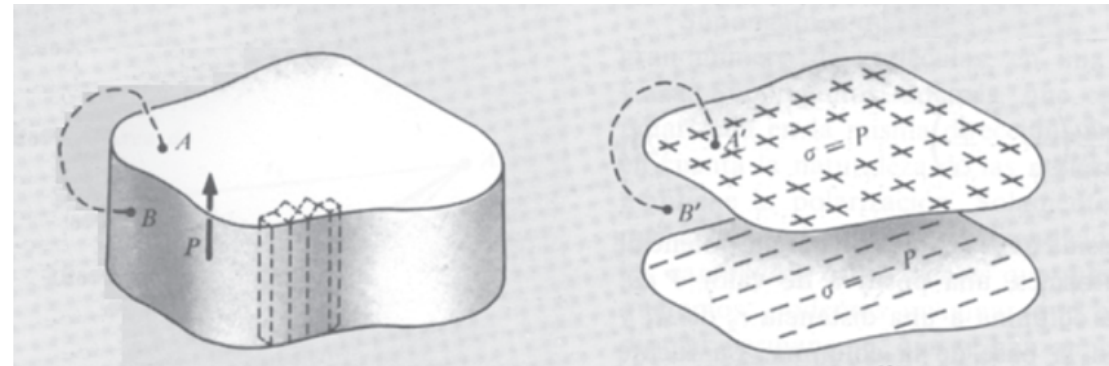


El campo eléctrico de polarización

- Lo anterior implica que en una de las tapas aparece una densidad superficial de carga $\sigma = P$ y en la otra una densidad opuesta $\sigma = -P$.
- Se puede demostrar que el campo eléctrico debido a la polarización del material será:

$$-\vec{P}/\epsilon_0$$

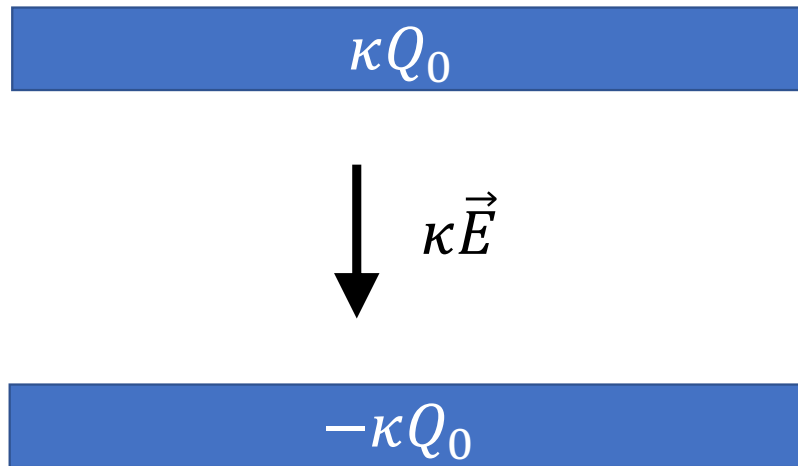
- Atención: Es antiparalelo a \vec{P}



$$\vec{P} \downarrow \quad \uparrow \quad \vec{E}' = -\vec{P}/\epsilon_0$$

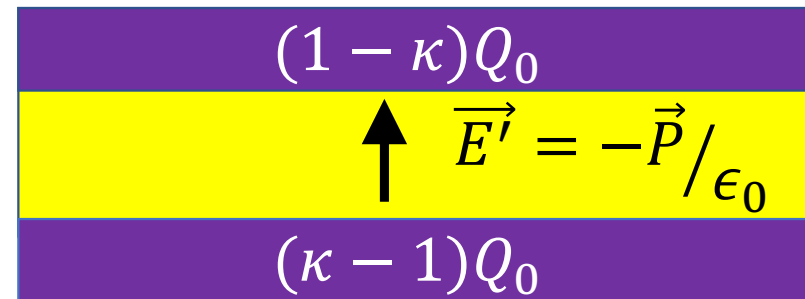
Planteo del problema por superposición

Capacitor vacío

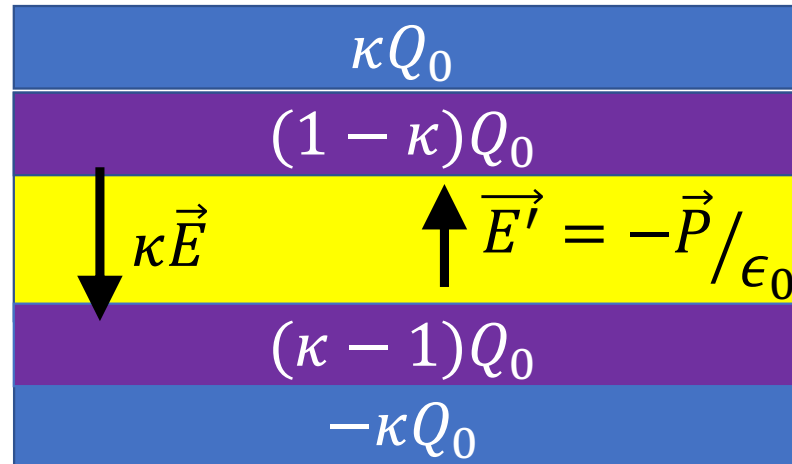


+

Dieléctrico polarizado



Planteo del problema por superposición



El campo real entre las placas es $\vec{E} = \kappa \vec{E} - \frac{\vec{P}}{\epsilon_0}$

Susceptibilidad eléctrica

- La ecuación anterior (unidimensional) puede reescribirse como:

$$\frac{P}{\epsilon_0 E} = (\kappa - 1) = \chi_e \quad (\text{P es proporcional al campo total})$$

- χ_e es la susceptibilidad eléctrica del material.
- Como dijimos antes, la respuesta de la gran mayoría de los dieléctricos es lineal respecto al campo externo y que si este último desaparece, también desaparece la polarización.