CURSO DE FISICA GENERAL

Orientado hacia las Ciencias de la Vida y de la Tierra[1]

Parte 3. Electromagnetismo

Capítulo 1. Carga Eléctrica y Campo Eléctrico

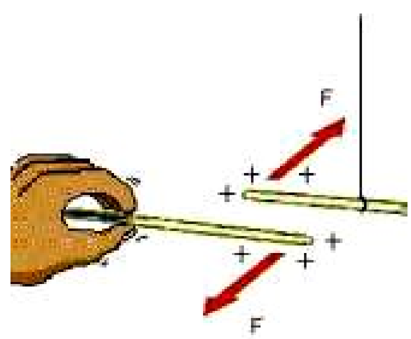
1.1 Carga eléctrica

Antecedentes más importantes

- Alrededor del **año 600 antes de nuestra era** (a.n.e.) el filósofo griego *Tales de Mileto* (625- 546 a.n.e.)[2] observó que las piedras de ámbar frotadas con lana de oveja eran capaces de atraer objetos ligeros como hilos u hojas secas. El ámbar es una resina fósil, denominada *electrón* en griego. De ahí el nombre moderno de *electricidad* para designar a éste y otros fenómenos relacionados.
- **Año 1500:** el médico y físico inglés *William Gilbert* (1544-1603) descubrió que otras muchas sustancias tenían la capacidad de atraer objetos ligeros cuando se frotaban, y aplicó el término electrización al fenómeno. Fue el primero en utilizar términos como 'energía eléctrica' 'fuerza eléctrica' y 'atracción eléctrica'.
- **Año 1700:** el también médico y físico alemán *Hermann Ludwig Ferdinand von Helmholtz* (1821-1894) propuso explicar el fenómeno de electrización considerando la existencia de dos tipos de partículas elementales acarreando una "carga" positiva (+) o negativa (-), respectivamente. Las partículas pasarían de un cuerpo a otro durante la frotación.
- **Año 1897:** *Sir Joseph John Thomson* (1856-1940) descubre el electrón, partícula elemental de carga (-), y en 1919 *Lord Ernest Rutherford of Nelson* (1871-1937) descubre el protón, partícula elemental de carga (+). Ambos fueron galardonados con el premio Nóbel por sus investigaciones; el primero en 1906, el segundo en 1908.

Estado actual de conocimientos

El estado actual de conocimientos acerca de las cargas eléctricas puede resumirse en la forma siguiente. Una varilla de vidrio frotada con seda repele a otra tratada de la misma manera anteriormente: aparecen fuerzas de repulsión (ver figura). Sin embargo, si se sustituye una de las varillas por otra de caucho duro (ebonita), que ha sido frotada con piel de conejo, se encuentra que las varillas se atraen.



Por otra parte, dos varillas de ebonita frotadas con piel se repelen.

Se llega así rápidamente a la conclusión de que hay dos tipos de cargas, designadas arbitrariamente como positivas (+) y negativas (–). Las cargas de igual signo se repelen; las de signo contrario se atraen.

¿De qué forma ocurre la electrización? Según el modelo clásico del átomo, los electrones de carga negativa rotan alrededor de un núcleo positivo. Al frotar la varilla ocurre la interacción entre los átomos que

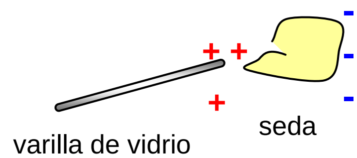
---

[1] Ajustado en tiempo y contenidos a los programas vigentes en el Dpto. Física Aplicada (servicio externo).

[2] Fundador de la filosofía griega, es considerado como uno de los Siete Sabios de Grecia. Llegó a ser famoso por sus conocimientos de astronomía después de predecir el eclipse de sol que ocurrió el 28 de mayo del 585 a.n.e. Se dice también que introdujo la geometría en Grecia. Antes de Tales, las explicaciones del universo eran mitológicas, y su interés por la sustancia física básica del mundo marca el nacimiento del pensamiento científico. Tales no dejó escritos; el conocimiento que se tiene de él procede de lo que se cuenta en la *Metafísica* de Aristóteles.

están en la superficie de los cuerpos frotados. Los electrones de las capas atómicas más externas, débilmente ligados al núcleo, pasan de un cuerpo a otro; en un caso, del vidrio a la seda; en el otro, de la piel de conejo a la ebonita. De esta manera el vidrio queda cargado positivamente, y la ebonita con carga negativa. La partícula de carga elemental negativa es el *electrón*, y la carga del electrón se designa usualmente por e^-. La de carga positiva es el protón (carga e^+), de masa 1836 veces mayor que la del electrón.

Los protones se encuentran en el núcleo atómico, y prácticamente no poseen movilidad. Son los electrones quienes tienen posibilidad de moverse de un cuerpo a otro durante la frotación. Cuando hay un exceso de electrones en el cuerpo, la carga es negativa. Cuando faltan electrones (por haber pasado a otro cuerpo), la carga es positiva. La *triboelectricidad* o electrización por frotamiento se encuentra presente, en mayor o menor grado, en todos los cuerpos.

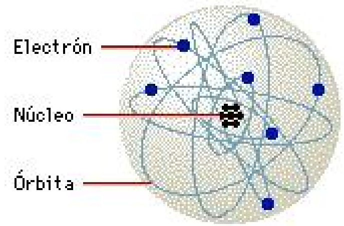


Cuantización de la carga

Es un hecho experimental ampliamente comprobado que *la carga está cuantizada*. Significa que hay una pequeña cantidad de carga elemental que no admite división: el cuanto (o quantum) de carga. Esa carga es la carga del electrón, y en el Sistema Internacional de Unidades toma el valor

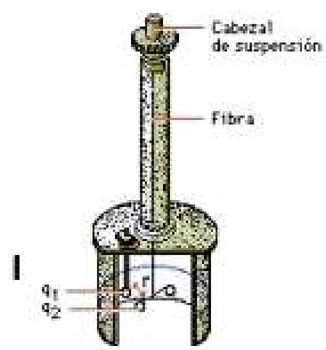
$$e^- = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C},$$

donde el símbolo C representa el Coulomb, unidad de carga en este sistema.



El valor anterior es sumamente pequeño comparado con las cargas que usualmente adquieren los cuerpos macroscópicos y los instrumentos utilizados para medir esas cargas. De aquí que en los fenómenos eléctricos asociados a cuerpos macroscópicos sea posible considerar, con muy buena aproximación, que la carga del cuerpo varía en forma continua.

Balanza de torsión de Coulomb. Coulomb empleó una balanza de torsión para estudiar las fuerzas electrostáticas. Para ello cargó una esfera fija con una carga q_1 y otra esfera, situada en el extremo de una varilla colgada, con una carga q_2. La fuerza ejercida por q_1 sobre q_2 tuerce la varilla y la fibra de la que cuelga. Girando el cabezal de suspensión en sentido contrario se mantienen las esferas a la distancia original. La fuerza se mide por el ángulo que hay que girar el cabezal. Coulomb halló que la fuerza ejercida por una carga sobre otra es directamente proporcional al producto de ambas cargas q_1q_2. También observó que la fuerza es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia **r** entre las esferas cargadas. Esta relación se conoce como *ley de Coulomb*.



Conservación de la carga

Otra propiedad de las cargas, derivada de la estricta evidencia experimental, es que *en un sistema aislado, la suma algébrica de las cargas (+) y las (-) se mantiene constante*. Esto quiere decir que las cargas se crean y se destruyen por parejas. Si aparece una carga (-) en algún lugar, entonces debe aparecer una carga (+) en otro. Un ejemplo típico de la conservación de la carga tiene lugar cuando un cuanto γ de radiación electromagnética pasa cerca de un núcleo atómico pesado. El cuanto γ es absorbido por el núcleo y en su lugar aparece un par electrón - positrón[3] .

[3] El positrón es una partícula elemental de masa igual a la del electrón y carga positiva.

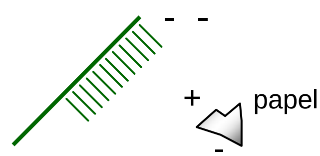
1.2 Conductores, Aisladores y Semiconductores

De acuerdo a la movilidad de sus electrones, cualquier sustancia pertenece a una de las tres categorías siguientes:

Conductores. Se caracterizan porque sus electrones o iones poseen gran movilidad y conducen las cargas fácilmente de un lugar a otro. Son conductores casi todos los metales (Au, Ag, Cu, Al, etc.), las sales fundidas, las disoluciones de electrolitos fuertes. En particular, el cuerpo humano, compuesto de diferentes disoluciones en su mayor parte, es también un buen conductor.
Aisladores *(aislantes o dieléctricos).* Sus electrones están fuertemente ligados a los átomos, y poseen muy poca movilidad. Son aislantes las cerámicas, gomas, plásticos, los líquidos moleculares orgánicos (poseen enlace covalente, no hay iones en disolución).
Semiconductores*.* Poseen propiedades intermedias entre conductores y aislantes. Ejemplos son el grafito, el silicio y el germanio (metales con enlace covalente).

1.3 Electrización por Influencia y por Contacto

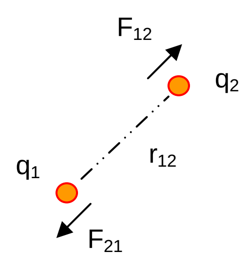
Un experimento muy fácil de llevar a cabo consiste en peinarse con un peine de plástico (no de metal[4]) y acercar el peine a objetos muy pequeños (hilos, pedacitos de papel). Inmediatamente se observa que los objetos son atraídos por el peine. En este caso la electrización sobre el objeto se lleva a cabo a distancia, y se conoce como *electrización por influencia*.



Este tipo de electrización se explica porque las cargas negativas en el peine atraen a las positivas del papel, y en cambio repelen las negativas. Como la fuerza de interacción disminuye con la distancia, la fuerza de atracción sobre las cargas + (y sobre el cuerpo que las contiene) es ligeramente mayor que la de repulsión, y el objeto es atraído hacia el peine.

Ahora bien, si el objeto llega a tocar el peine, se separará del mismo bruscamente. En este caso ocurre electrización *por contacto*. Parte de las cargas negativas del peine pasan al papel, que queda también cargado negativamente y por tanto es repelido.

1.4 Ley de Coulomb



En 1795, Carlos Agustín Coulomb demostró experimentalmente lo siguiente.

Considerando como *carga puntual* a cualquier cuerpo cargado con dimensiones mucho menores que la distancia de separación a otros cuerpos cargados, encontró que si q_1 y q_2 son los valores de dos cargas puntuales y r_{12} la distancia que las separa:

- el *módulo* de la fuerza de interacción entre ambas cargas cumple la relación

$$\boxed{F = k\frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}} \qquad (1.4.1)$$

- La *dirección* de aplicación de las fuerzas es a lo largo de la recta que une las cargas.
- El *sentido* de las fuerzas es tal que cuando q_1 y q_2 tienen igual signo, la fuerza es de repulsión. Si

[4] No es posible cargar un peine o una varilla metálica por frotación sujetándola con las manos, porque las cargas en exceso irán a tierra a través del cuerpo. La tierra se comporta como una fuente-sumidero infinito de cargas. Si se añade un mango aislante a la varilla metálica, que impida el paso de los electrones, entonces si se puede cargar por frotación.

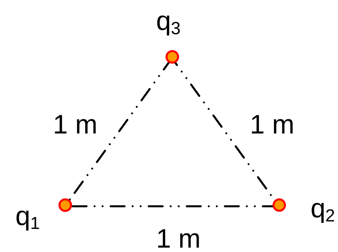
tienen diferente signo, la fuerza es de atracción.

- Note que las fuerzas F_{12} y F_{21} son pareja de acción y reacción (ver figura). La expresión (1.4.1) se refiere al *valor modular* de la fuerza, y siempre tomará un valor positivo, independientemente de los signos de las cargas.
- El valor de k depende del sistema de unidades utilizado. En el Sistema Internacional de Unidades:

$$[r] = \text{metro (m)};\ [q] = \text{coulomb (C)};\ [F] = \text{newton (N) y } k = 9x10^9\ Nm^2/C^2.$$

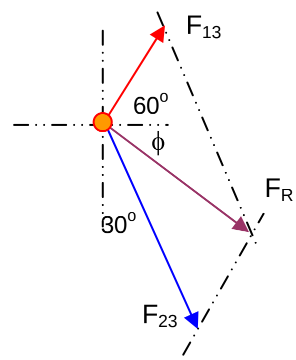
De esta manera, el coulomb queda definido como la carga que origina una fuerza de 1 N cuando se encuentra a una distancia de 1 m de otra de igual carga. Notar la analogía con la ley de gravitación universal $F = Gm_1m_2/r_{12}$, donde la carga hace el papel de la masa.

Ejemplo. *Calcular la fuerza actuando sobre q_3 si: $q_1 = 10^5$ C; $q_2 = -2x10^{-5}$ C; $q_3 = 4x10^{-5}$ C.*



Resolución: llevando las fuerzas a un origen común, se obtiene el siguiente gráfico.

$$F_{13} = kq_1q_3/r_{13}^2 = 9\cdot10^9\cdot1\cdot10^5\cdot4\cdot10^{-5}/1^2 = 36\cdot10^{-1}\ N$$
$$F_{23} = kq_2q_3/r_{23}^2 = 9\cdot10^9\cdot2\cdot10^5\cdot4\cdot10^{-5}/1^2 = 72\cdot10^{-1}\ N$$



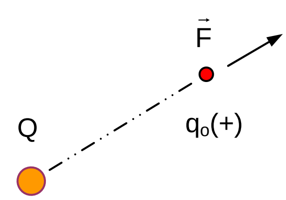
El resto se reduce a una conocida suma de vectores:

$$F_{Rx} = F_{13}\cos60^o + F_{23}\text{sen}30^o$$
$$F_{Ry} = F_{13}\text{sen}60^o – F_{23}\cos30^o$$

$$F_R = \sqrt{F_{Rx}^2 + F_{Ry}^2}$$
$$\tan\phi = F_{Ry}/F_{Rx}$$

donde $F_{13} = 3.6$ N, $F_{23} = 7.2$ N.

1.5 Campo Eléctrico e Intensidad de Campo



En la figura, la partícula de carga positiva Q es capaz de ejercer una fuerza sobre la de carga de prueba q_o(+) sin que exista contacto directo entre ambas partículas. ¿Cómo explicar la aparente acción a distancia de una carga sobre la otra sin que exista el contacto directo? Hoy día se acepta que la interacción tiene lugar a través del campo eléctrico (más correctamente, del *campo electrostático*).

Actualmente muchos consideran que existen dos clases o tipos de materia; la *sustancia* y el *campo*; su diferencia esencial consiste en que la primera tiene masa en reposo, mientras que el segundo no[5].

Así, es posible considerar el campo electrostático como una *modificación del espacio que rodea a las cargas eléctricas en reposo*. No se puede ver o pesar, pero sí es posible detectar sus efectos con la ayuda de instrumentos. Las fuerzas de atracción y repulsión entre cargas se explican entonces como originadas por la interacción carga – campo, sin necesidad de suponer la acción a distancia sin la existencia de algún medio material intermedio[6].

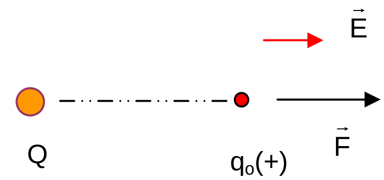
---

[5] Otros no consideran la existencia real del campo; lo suponen sólo un artificio matemático útil para representar el efecto de las fuerzas eléctricas.

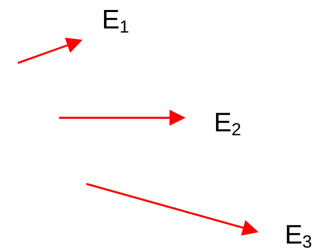
[6] Algunos autores no reconocen la existencia real del campo electrostático, y sólo lo consideran como un método de

El vector *intensidad de campo* eléctrico se define por la relación

$$\boxed{\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_o}}$$



La carga puntual q_o siempre se toma positiva. De esta forma el vector intensidad de campo E siempre tendrá la misma dirección y sentido que la fuerza F actuando sobre la partícula. En la figura, si la carga Q fuera negativa, tanto la fuerza como la intensidad de campo estarían dirigidas en sentido contrario.



Aunque no se conozca el signo ni la distribución de las cargas que dan origen a un determinado campo eléctrico en una región del espacio, es posible determinar la intensidad de campo colocando una carga de prueba en puntos diferentes y midiendo la fuerza eléctrica que actúa sobre la carga en cada punto. La intensidad de campo eléctrico es una magnitud vectorial, y como tal, cumple las reglas de la suma, resta y multiplicación de vectores.

1.6 Intensidad de Campo Asociada a una Carga Puntual

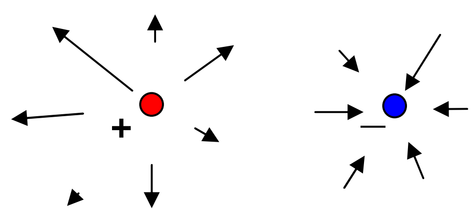
Al colocar una carga de prueba a una distancia r de la carga Q(-), la ley de Coulomb indica que la fuerza actuando sobre la carga de prueba q_o tiene la dirección de la recta que une las cargas, y el sentido es hacía Q(-). Su valor modular viene dado por

$$F = k\frac{Qq_o}{r^2}$$

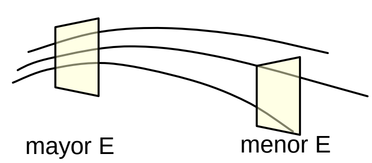
Aplicando la definición de intensidad de campo; $E = \frac{F}{q_o}$ se llega a:

$$\boxed{E = k\frac{Q}{r^2}}$$

Este es el valor de la intensidad de campo asociado a la carga Q en el punto donde se ubicó la carga de prueba q_o. La dirección y sentido del vector E son los mismos que los de la fuerza F.



Si se toman diferentes puntos alrededor de la carga puntual para ubicar la carga de prueba q_o, es posible determinar la configuración de la intensidad de campo en el espacio, tal como se muestra en las figuras. Sin embargo, no es usual representar la intensidad de campo de esta manera, sino que se acostumbra representarlo mediante *líneas de fuerza* [7], construidas de la forma siguiente.



- Las líneas de fuerza son tangentes a la dirección de $\vec{E}$ en cada punto.
- Se alejan de las cargas positivas y se dirigen hacia las negativas.
- No se cortan jamás, de manera similar a lo que ocurre con las

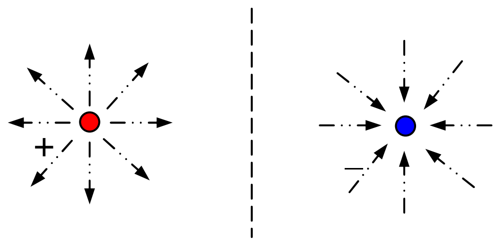
trabajo o una forma adecuada de razonar y analizar los fenómenos eléctricos

[7] Deberían llamarse "líneas de campo", pero el nombre se mantiene por razones históricas.

líneas de corriente en hidrodinámica.

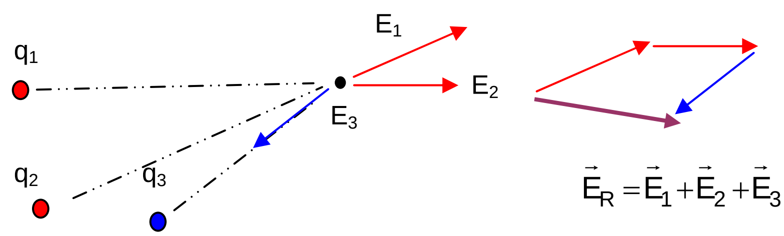
- El número de líneas de fuerza por unidad de área perpendicular es proporcional al valor de E en ese punto.

Para cargas puntuales positivas y negativas, la representación del campo basada en líneas de fuerza queda de la forma siguiente:



Intensidad de Campo Asociado a un Grupo de Cargas Puntuales

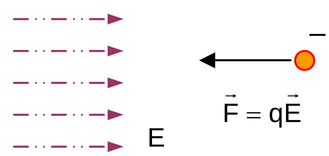
Como se expresó anteriormente, la intensidad de campo es un vector, y como tal, posee propiedades vectoriales. Significa que cuando hay varias cargas puntuales presentes, la intensidad de campo resultante en un punto determinado a causa de la presencia de esas cargas viene dada por la suma vectorial de la intensidad asociada a cada carga.



En la figura, los campos asociados a q_1, q_2 y q_3 se suman vectorialmente a dar un campo resultante E_R en el punto P.

1.7 Interacción Carga-Campo

Suponga que una determinada región del espacio está presente un campo electrostático de origen desconocido e intensidad E. Si colocamos una carga q en un punto determinado de esa región, la definición de intensidad de campo nos dice que:

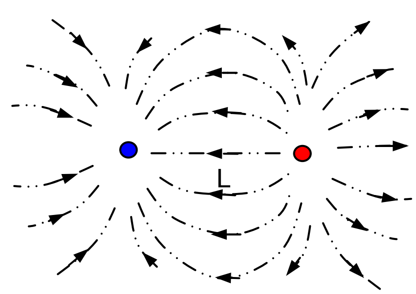


- Sobre esa carga actuará una fuerza F = qE.
- La dirección de la fuerza será paralela a la intensidad de campo en el punto.
- El sentido de la fuerza será tal que, si la carga es positiva tendrá el mismo sentido que las líneas de fuerza, y sentido contrario en el caso de cargas negativas.

1.8 Dipolo Eléctrico

El conjunto formado por dos cargas de igual magnitud q y distinto signo, colocadas a una distancia L una de la otra, recibe el nombre de *dipolo eléctrico.* El *momento* del dipolo o *momento dipolar* **p** se define por el producto

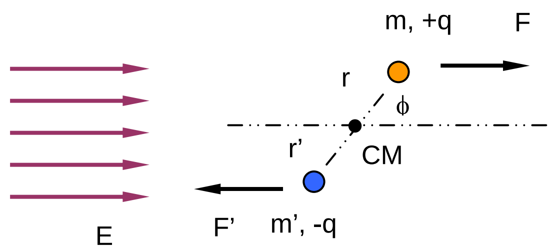
$$\boxed{p = qL}$$



La representación del campo de un dipolo mediante líneas de fuerza queda aproximadamente según la figura adjunta.

El concepto de dipolo eléctrico es importante en el análisis de las propiedades de las moléculas, ya que muchas de ellas muestran una distribución asimétrica de sus átomos y nubes electrónicas, con la correspondiente asimetría de las propiedades eléctricas. Sin embargo, aunque usualmente esta asimetría es bastante compleja, el comportamiento de la molécula en presencia de un campo eléctrico es similar al de un dipolo ideal como el representado en la figura, y de ahí la importancia del estudio de las propiedades del dipolo.

1.10 Dipolo Eléctrico en un Campo Uniforme y Constante



Para simplificar los razonamientos, supondremos dos partículas de igual masa m = m', de forma que el centro de masa del sistema coincide con el punto medio de la recta que une las cargas y r = r'. El momento del dipolo tendrá el valor

$$p = qL$$

donde $L = r + r'$.

Como el campo es uniforme; es decir, tiene el mismo valor en todos los puntos, F = F'. Por tanto, según la 2da ley de Newton aplicada a un sistema de partículas:

$$\sum_{ext} \vec{F}_k = m\vec{a}_{CM} = 0$$

Y si la aceleración del centro de masa es cero, $\vec{v}_{CM} = \text{constante}$. Por tanto, si el dipolo estaba en reposo al inicio ($v_{CM} = 0$), la aplicación del campo externo constante y uniforme no alterará el estado de reposo, y el CM no se traslada. Sin embargo, como las fuerzas actúan en sentido contrario, existe la posibilidad de que el dipolo pueda rotar alrededor del CM, sin que éste cambie su posición.

Analizando los torques con respecto a un eje de rotación que pase por el CM:

$$\tau = \left|\vec{r} \times \vec{F}\right| = rF\text{sen}\phi \qquad \otimes$$

$$\tau' = \left|\vec{r}' \times \vec{F}'\right| = r'F'\text{sen}\phi \qquad \otimes$$

Se comprueba fácilmente que ambos torques son colineales, con dirección perpendicular al plano del papel según la figura. Por tanto, el torque resultante será la simple suma de los módulos:

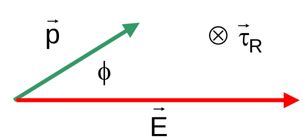
$$\tau_R = \tau + \tau'$$

$$\tau_R = 2rF\text{sen}\phi \, .$$

Sustituyendo $F = qE$ y $L = 2r$ se llega finalmente a:

$$\tau_R = pE\text{sen}\phi \qquad \otimes \ \vec{\tau}_R$$

Si ahora se define el vector momento dipolo como el vector que va desde la carga negativa a la positiva y tiene por módulo p = qL, se comprueba fácilmente que es posible expresar la relación anterior en forma vectorial como



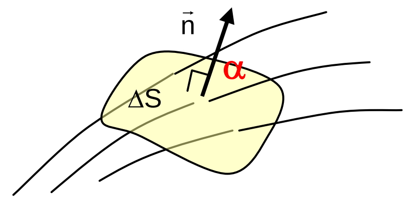
$$\boxed{\vec{\tau}_R = \vec{p} \times \vec{E}}$$

En resumen: al aplicar un campo externo constante y uniforme a un dipolo, el dipolo no se traslada, ya que no hay fuerza neta de traslación. Sin embargo, aparece un torque resultante que tiende a hacer rotar el dipolo. Si el dipolo tiene libertad de rotar[8], el momento dipolo $\vec{p}$ girará hasta que sea paralelo al vector

[8] En un sólido, donde las moléculas están ubicadas en posiciones definidas, la libertad del dipolo para rotar es muy pequeña. Sin embargo, en los líquidos y gases los dipolos moleculares pueden efectivamente rotar y orientarse

intensidad de campo. Note que cuando $\phi = 0$, entonces $\vec{\tau}_R = 0$. Significa que una vez orientado paralelo al campo, el dipolo permanecerá en esa posición.

1.11 Flujo de la Intensidad de Campo E



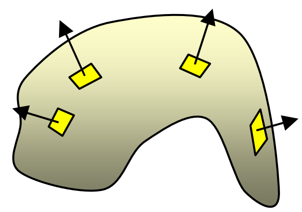
Considere una porción muy pequeña de superficie imaginaria de área ΔS, y el vector unitario $\vec{n}$ perpendicular a la superficie. Si se conocen las componentes de $\vec{n}$, la orientación de la superficie en el espacio quedará totalmente definida.

Suponga ahora que se encuentra presente un campo electrostático, de manera que las líneas de fuerza del campo atraviesan la superficie formando un ángulo α con el vector unitario, tal como muestra la figura. El flujo de $\vec{E}$ a través de la superficie elemental de área ΔS se define por el producto escalar

$$\Delta\phi = \vec{E}\cdot\vec{n}\Delta S$$
$$\Delta\phi = E\Delta S\cos\alpha$$

Si nos encontramos en presencia de una superficie mayor, donde $\vec{n}$ varía de dirección punto a punto, siempre será posible tomar pequeños segmentos de área ΔS, y considerar el flujo total como la suma de los flujos asociados a todos los pequeños segmentos:

$$\phi = \sum\phi_i = \sum\vec{E}_i\cdot\vec{n}_i\Delta S_i \ .$$



Cada segmento de superficie no es en realidad plano, sino que posee una pequeña curvatura. Mientras más pequeños sean los elementos de superficie ΔS_i más cercano a la realidad será el valor de ϕ calculado. La definición se hace exacta en el límite, cuando $\Delta S \to 0$. En ese caso la sumatoria pasa a ser una integral, y se obtiene finalmente

$$\phi = \int_S \vec{E}\cdot\vec{n}ds$$

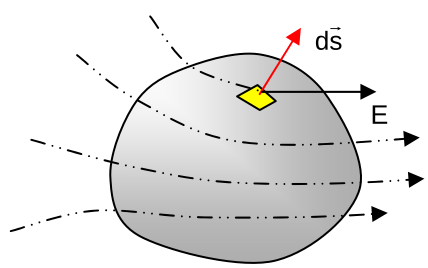
Este es, por definición, el flujo del vector E a través de la superficie S. Como $\vec{n}$ es un vector unitario, considerando la notación $\vec{n}ds = d\vec{s}$ (vector con la misma dirección y sentido que $\vec{n}$, pero con módulo ds), la definición anterior también puede ser escrita como

$$\phi = \int_S \vec{E}\cdot d\vec{s}$$

1.12 Teorema de Gauss

Denominado por algunos "ley de Gauss", no es en realidad una nueva ley del electromagnetismo, sino que se deriva analíticamente a partir de la ley de Coulomb. En lo que sigue se omite la demostración. El teorema puede enunciarse de la forma siguiente "*el flujo que atraviesa cualquier superficie cerrada en el espacio, real o imaginaria, es proporcional a la carga neta q_N encerrada dentro de la superficie*" . En símbolos matemáticos el teorema toma la forma

$$\boxed{\oint_S \vec{E}\cdot d\vec{s} = \frac{q_N}{\varepsilon_o}}$$



La constante de proporcionalidad ε_o se denomina *permitividad dieléctrica del vacío* y también se conoce por *constante dieléctrica*. En el SI de unidades toma el valor

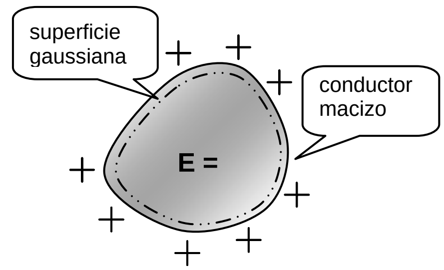
---

paralelos al campo en mayor o menor grado.

$$\varepsilon_o = \frac{1}{4\pi k} = 8.85{\cdot}10^{-12}\ C^2/Nm^2$$

donde k es la constante de la ley de Coulomb. El símbolo $\oint$ indica que la integración tiene que ser por toda la superficie. Por *carga neta* se entiende la suma algébrica de las cargas positivas y negativas. Si hay tantas cargas (+) como (-) dentro de la superficie, entonces $q_N = 0$. Por convenio, $d\vec{s}$ siempre se toma saliendo del volumen encerrado por la superficie, tal como aparece representado en la figura,

1.13 Carga en Exceso en los Conductores



Suponga cualquier cuerpo formado de una sustancia conductora y que el mismo se encuentra aislado, de manera que las cargas eléctricas no pueden fluir hacia él o fuera de él. Si de alguna forma se añaden cargas en exceso al conductor (que supondremos positivas), éstas tendrán a repelerse y se moverán alejándose unas de las otras. Al llegar al equilibrio la fuerza resultante actuando sobre cada carga debe ser nula; $\vec{F}_R = 0$.

En el interior del conductor la única fuerza adicional actuando es la fuerza eléctrica, por tanto $F_R = qE = 0$, y por tanto: $E = 0$ en el interior del conductor. Dicho de otra forma, si E no fuera cero dentro del conductor, habría una fuerza eléctrica actuando sobre las cargas, y éstas tenderían a moverse aceleradamente, en contra de lo que hemos supuesto (se ha alcanzado el estado de equilibrio).

Si ahora se considera una superficie gaussiana, tan cerca como se quiera del interior de la superficie del conductor, tendremos que, integrando para toda la superficie

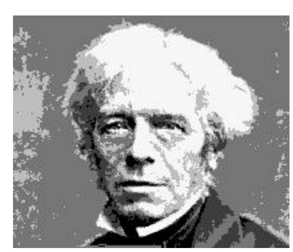
$$\phi = \int_S \vec{E}\cdot d\vec{s} = 0\ ,$$

ya que $E = 0$ en todos los puntos. Y según el teorema de Gauss, $q_N = 0$. Es decir, no hay cargas en exceso dentro del conductor.

Y si las cargas en exceso no están dentro del conductor, ¿donde pueden estar? Pues se encuentran *fuera del conductor, sobre su superfici*e.

La superficie del conductor representa un salto de discontinuidad de un medio a otro. Es una frontera entre dos medios diferentes. A nivel atómico-molecular, esa discontinuidad de origen a fuerzas de atracción que, en condiciones normales, impiden que las cargas en exceso escapen fuera de la superficie del conductor. Si la carga en exceso aumenta continuamente, llega un momento en que las fuerzas de repulsión entre las cargas son mayores que las causadas por la discontinuidad en la superficie, y la chispa salta.

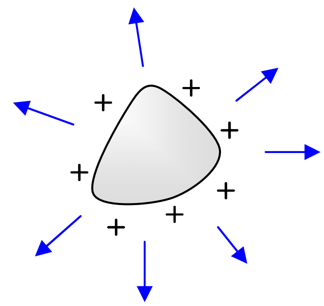
Uno de los experimentos más concluyentes en este sentido fue el llevado a cabo por Michael Faraday (1791-1867), quien construyó una gran caja metálica, la colocó sobre soportes aislantes y la cargó con un poderoso generador. Describió así los resultados: "Me metí dentro del cubo, ... y usando velas encendidas, electrómetros y otras pruebas de estados de electrización, no pude encontrar la mínima influencia sobre ellos ... a pesar de que todo el tiempo el exterior del cubo estaba poderosamente cargado, y salían chispas y descargas dispersas de todos los puntos de su superficie exterior".



Faraday llevó a cabo importantes contribuciones a la física y la química. Descubrió el fenómeno conocido como inducción electromagnética al observar que en un cable que se mueve en un campo magnético aparece una corriente. Este descubrimiento llevó a la invención del generador eléctrico. Entre los trabajos de Faraday en química figuran el enunciado de las leyes de la electrólisis y el descubrimiento del benceno.

Ejemplo: *Intensidad de campo cerca de la superficie de un conductor cargado con densidad superficial de carga variable* σ.

La intensidad de campo es perpendicular a la superficie en todos los puntos de la misma. De no ser así, existirían componentes de fuerza sobre la superficie, induciendo el movimiento de las cargas, y el sistema no estaría en equilibrio (ver figura).

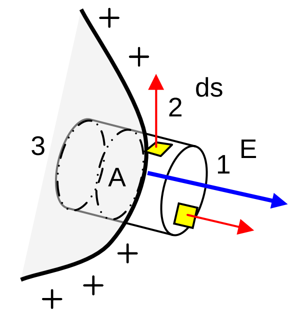


Construyamos una superficie gaussiana cilíndrica de forma tal que la mitad del cilindro quede fuera, y la otra mitad dentro del cuerpo. De esta forma habrá que considerar tres superficies de integración: las dos tapas y el lado del cilindro, designadas por 1, 3 y 2, respectivamente. Aplicando el teorema de Gauss, tendremos:

$$\int_{S_1} \vec{E}\cdot d\vec{s} + \int_{S_2} \vec{E}\cdot d\vec{s} + \int_{S_3} \vec{E}\cdot d\vec{s} = \frac{q_N}{\varepsilon_o}$$

La integral sobre S_2 es nula, por ser la intensidad de campo perpendicular a ds en todos los puntos de S_2. La integral sobre S_3 también se anula, por ser E = 0 en todos los puntos dentro del conductor. Queda entonces

$$\int_{S_1} Eds\cos\theta = \frac{q_N}{\varepsilon_o}$$



El ángulo entre $\vec{E}$ y $d\vec{s}$ es cero, por tanto, $\cos\theta = 1$. La superficie S_1 se puede tomar tan pequeña como uno quiera. Si es suficientemente pequeña, se puede considerar que E no varía de punto a punto sobre la superficie, manteniéndose constante. En ese caso se puede sacar fuera de la integral:

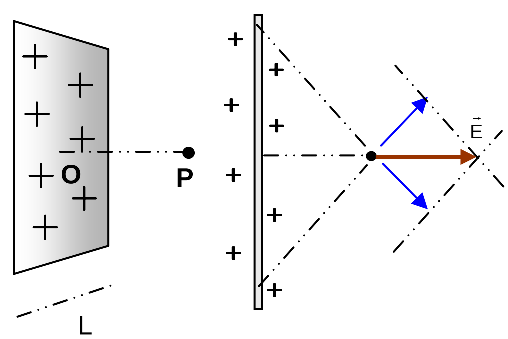
$$E\int_{S_1} ds = \frac{q_N}{\varepsilon_o}$$

Si llamamos A al área de la superficie encerrada por el cilindro (igual al área de S_1) y designamos la densidad superficial de carga en esa superficie por $\sigma = q_n/A$, sustituyendo en la expresión de arriba se obtiene finalmente

$$\boxed{E = \frac{\sigma}{\varepsilon_o}}$$

1.14 Intensidad de Campo Asociado a un Plano Infinito Cargado

Considere el plano cuadrado de la figura, de lado L, cargado con carga positiva distribuida uniformemente sobre su superficie de área A. Si q es la carga en exceso, la densidad superficial de carga vendrá dada por $\sigma = q/A$. Interesa calcular el valor de la intensidad de campo en el punto P.

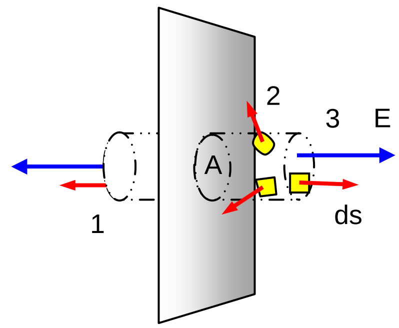


Si el segmento OP cumple la condición OP<< L, es posible despreciar el efecto de los bordes (al menos en una primera aproximación) y el problema se simplifica grandemente. Esta aproximación se conoce como “aproximación del plano infinito”. Entonces, por consideraciones de simetría, se llega fácilmente a la conclusión de que $\vec{E}$ debe ser perpendicular al plano.

En la figura, como el plano es infinito, por cada carga considerada hay otra colocada simétricamente respecto a la perpendicular que va desde el plano al punto, y las componentes de $\vec{E}$ paralelas al plano se anulan. En resumen: la dirección de $\vec{E}$ es perpendicular el plano. Su sentido, saliendo del plano (las cargas son positivas). El módulo se calcula a partir del teorema de Gauss, construyendo una superficie gaussiana cilíndrica que atraviese el plano en forma simétrica (ver figura).

Aplicando el teorema,

$$\int_{S_1} \vec{E}\cdot d\vec{s} + \int_{S_2} \vec{E}\cdot d\vec{s} + \int_{S_3} \vec{E}\cdot d\vec{s} = \frac{q_N}{\varepsilon_o} \qquad (1.14.1)$$



La integral sobre la superficie cilíndrica 2 es cero, por ser E y ds perpendiculares en toda la superficie, y $\cos 90^o = 0$. De manera similar al ejemplo anterior, el cilindro se puede tomar tan estrecho como se quiera, y por esa razón considerar E constante sobre las tapas 1 y 3. Integrando sobre S_1 con $\theta = 0$ y $\cos\theta = 1$,

$$\int_{S_1} E\cos\theta ds = E\int_{S_1} ds = ES_1 = EA$$

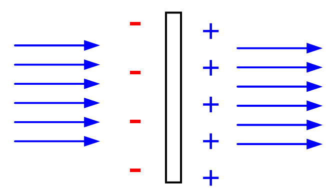
Se comprueba fácilmente que la integral por S_3 conduce a un resultado similar. Por tanto, sustituyendo en (1.14.1)

$$2EA = \frac{q_N}{\varepsilon_o}$$

y finalmente, sustituyendo $\sigma = q_N/A$ para la densidad superficial de carga, se obtiene

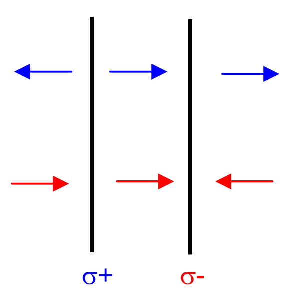
$$\boxed{E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_o}}$$

1.15 Campo Asociado a Dos Planos Infinitos con Igual Densidad de Carga (σ+) y (σ-)



Si se intenta "apantallar" un campo eléctrico con una lámina metálica conductora descargada, las fuerzas eléctricas causan la distribución de las cargas "libres" en el seno de la lámina[9]. Estas cargas se distribuyen de forma tal que dentro del conductor el campo se hace cero. Sin embargo, las cargas que aparecen en el lado contrario de la superficie originan un campo que se extiende al resto del espacio (ver figura).

Así, el campo electrostático se extiende a todo el espacio que lo rodea, con excepción del interior de los conductores. El resultado no depende de si la lámina conductora posee o no una carga neta en exceso. Tampoco depende de si la lámina es conductora o aislante. Si la lámina es aislante las cargas no se mueven, el campo no se anula en el interior, y el resultado anterior sigue siendo válido. Esta particularidad será analizada con mayor detalle en capítulos posteriores.



Consideremos ahora dos planos cargados con igual densidad de carga y signo contrario (que pueden ser o no conductores). El valor modular de la intensidad asociada a cada plano tomará el mismo valor, calculado en 1.14:

$$E_+ = E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon_o}.$$

Como el campo electrostático cumple las leyes del álgebra vectorial, la intensidad de campo resultante en cada punto vendrá dado por la suma de las intensidades correspondientes. En la región entre los dos planos las intensidades tienen el mismo sentido, y los módulos se suman, mientras que en las regiones a izquierda y derecha de los planos están en sentido contrario, y habrá que res-

[9] Electrones o iones con movilidad suficiente para desplazarse en el seno del conductor.

tarlos. Por tanto;

$$\boxed{\text{Entre los planos: } E = \frac{\sigma}{\varepsilon_o} \text{ ; Fuera de los planos: } E = 0.}$$

Este resultado será utilizado posteriormente para calcular la capacidad de un condensador plano.