

**CAPACIDAD Y DIELECTRICOS**

4-1. Dieléctricos

4-2. Cargas inducidas en un cuerpo conductor

4-3. Cargas inducidas en un cuerpo dieléctrico

4-4. Susceptibilidad, Coeficiente dieléctrico y Capacidad  
específica de inducción

4-5. Desplazamiento eléctrico

4-6. Flujo del vector desplazamiento

4-7. Generalización de la Ley de GAUSS

4-8. Capacidad y condensadores

4-9. Capacidad y dieléctricos

4-10. Condensadores

4-11. Conexión de condensadores

*D-1. Vector polarización  $\vec{P}$*

*D-2. Temas de lectura*

## CAPACIDAD Y DIELECTRICOS

### 4-1. Dieléctricos

#### 4-1-1. Hechos experimentales

Vamos a ver los hechos experimentales que conducen a introducir las magnitudes que caracterizan a las sustancias aislantes o dieléctricas y a extender a estos medios materiales los resultados del análisis físico-matemático obtenidos al estudiar el campo electrostático, las acciones coulombianas y el concepto de dipolo.



Figura 4-1

Consideremos la figura 4-1. Las cargas q y q' mantenidas una distancia r en el vacío experimentan una fuerza F<sub>0</sub>, cuyo valor es

$$F_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q q'}{r^2}$$

Sin modificar la distancia entre las cargas, introducimos a ellas en un medio aislante (por ejemplo: agua destilada, aceite, etc). Se ponen de manifiesto ahora fuerzas repulsivas apreciablemente menores, que designaremos con F<sub>d</sub>.

La experiencia muestra que el cociente F<sub>0</sub>/F<sub>d</sub> es independientemente de la separación entre cargas r, y del valor de las cargas. Se manifiesta constante al comparar la fuerza coulombiana entre cualquier par de cargas en el vacío y un determinado medio.

También vale esa relación si q' es unitaria, o sea que al comparar los valores de campo eléctrico en el vacío y en el medio obtenemos que

$$\frac{E_0}{E_d} = \text{constante}$$

Este hecho nos permite definir un coeficiente llamado *coeficiente dieléctrico* K<sub>e</sub> del material, es decir

$$K_e = \frac{E_0}{E_d} \quad (4-1)$$

Algunos autores llaman a  $K_e$  *constante dieléctrica* y la simbolizan mediante la letra  $\epsilon$ . Pero no es correcto hablar de *constante*, ya que  $K_e$  depende según el material de la temperatura y de la intensidad del campo eléctrico<sup>1</sup>.

En la Tabla 2-1, Capítulo 2 punto 2-10, se muestran los valores de los coeficientes dieléctricos para distintos materiales, por ejemplo

- Para el vacío  $K_e = 1$ .
- Para un conductor donde siempre el campo eléctrico interior es nulo, se desprende por la ecuación 4-1, que  $K_e = \infty$ .
- Para un medio dieléctrico como el agua destilada a 20°C el valor del coeficiente dieléctrico  $K_e = 80$ . A 0°C este coeficiente toma el valor  $K_e = 88$ , lo que quiere decir que las propiedades dieléctricas del agua destilada y en general de cualquier sustancia aislante dependen de la temperatura.
- Para los gases es importante también considerar el efecto de la presión además de la temperatura.

El valor del campo eléctrico en el dieléctrico  $E_d$ , lo podemos escribir de la siguiente manera

$$E_d = \frac{E_0}{K_e} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 K_e} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (4-2)$$

Así como las fuerzas ponderomotrices han quedado reducidas por el valor de  $K_e$ , también el potencial en cada punto del campo sufre el mismo efecto, por lo tanto

$$K_e = \frac{V_0}{V_d} \quad (4-3)$$

y el potencial en el dieléctrico vale

$$V_d = \frac{V_0}{K_e} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 K_e} \cdot \frac{q}{r} \quad (4-4)$$

Al producto  $K_e \cdot \epsilon_0$  se lo denomina *capacidad específica de inducción del medio dieléctrico* y se lo representa por  $\epsilon$ .

$$\epsilon = K_e \cdot \epsilon_0 \quad (4-5)$$

De igual manera que para  $K_e$ , los valores de  $\epsilon$  para distintos materiales se muestran en la Tabla 2-1, así

- Para el vacío  $K_e = 1$  entonces  $\epsilon = \epsilon_0$ .
- Para un conductor  $K_e = \infty$  entonces  $\epsilon = \infty$

<sup>1</sup> Otros autores llaman a  $K_e$  *permatividad relativa del dieléctrico* y la representan mediante el símbolo  $\epsilon_r$ .

## 4-1-2. Unidades

La unidad correspondiente para el coeficiente dieléctrico, deducida de la expresión 4-1 ó 4-3 resulta

$$K_e = \frac{E_0}{E_d} = \left| \frac{\text{N/coul}}{\text{N/coul}} \right| = | \text{adimensional} |$$

y la unidad de la capacidad específica de inducción deducida de la ecuación 4-5 en en sistema SI, es

$$\epsilon = K_e \cdot \epsilon_0 = \left| \frac{\text{coul}^2}{\text{Newton} \cdot \text{metro}^2} \right|$$

## 4-2. Cargas inducidas en un cuerpo conductor

Cuando un cuerpo conductor descargado se coloca dentro de un campo eléctrico los electrones libres situados dentro de él se mueven de tal forma que en interior del cuerpo conductor el campo eléctrico se anule y constituya un volumen equipotencial. Los electrones libres del conductor se mueven bajo la influencia del campo exterior en sentido opuesto al campo, dejando una carga positiva en la superficie opuesta. Este movimiento de cargas continúa hasta que todos los puntos dentro del conductor el campo creado por las capas superficiales de carga es igual y opuesto al campo inicial. Las cargas que quedan sobre la superficie del conductor se denominan *cargas inducidas*. La carga neta del conductor sigue siendo nula.

Supongamos tener un campo eléctrico creado por dos placas cargadas e introduzcamos un cuerpo conductor, tal como se observa en la figura 4-2.

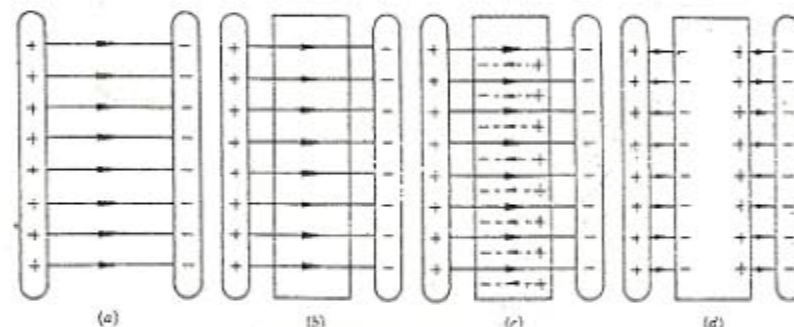


Figura 4-2

En la figura 4-2 a) se observa en campo eléctrico entre dos láminas cargadas en las cuales existe vacío.

En la figura 4-2 b) y c) se muestra las láminas anteriores en las que se ha introducido un *material conductor*, observándose en forma simultánea el campo eléctrico producido por las láminas y por las cargas inducidas en el dieléctrico.

En la figura 4-2 d) se ve el resultado del fenómeno ocurrido dentro del conductor. El campo eléctrico dentro del conductor resulta nulo y el volumen que ocupa es por tanto equipotencial.

En la figura 4-3 observaremos el comportamiento de una esfera descargada conductora dentro de un campo eléctrico exterior.

En la figura 4-3 a) se observa la esfera conductora en un campo eléctrico exterior.

En la figura 4-3 b) se muestra el campo eléctrico debido a las cargas inducidas en la esfera y el campo eléctrico exterior.

En la figura 4-3 c) se ven las líneas de fuerza resultante y las superficies equipotenciales de una esfera conductora en un campo eléctrico exterior.

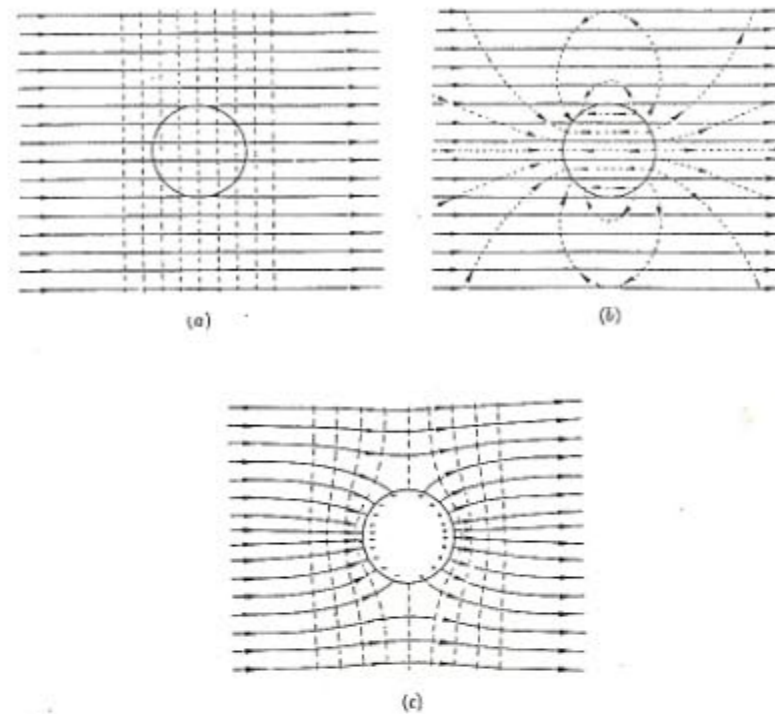


Figura 4-3

#### 4-3. Cargas inducidas en un cuerpo dieléctrico

Un cuerpo conductor tiene cargas libres (electrones) que pueden desplazarse sobre la superficie de éste y atravesarlo en busca de condiciones de equilibrio electrostático.

En vez un material dieléctrico no tiene cargas libres sino ligadas, que solo pueden efectuar desplazamientos microscópicos en torno de su punto de existencia.

Las moléculas de un dieléctrico pueden clasificarse en *moléculas polares* y *moléculas no-polares*.

Una *molécula no polar* es aquella en la cual los centros de gravedad de las cargas positivas y negativas coinciden, mientras que en la *molécula polar* no coinciden, estando ambas cargas distanciadas.

Bajo la acción de un campo eléctrico exterior las cargas de una molécula no polar se desplazan polarizándose (dipolo inducido).

El efecto de un campo exterior sobre una molécula polar (dipolo permanente) es orientarla en la dirección del campo eléctrico E.

Ambos efectos se pueden observar en la figura 4-4 a) y b).



a) Molécula no polar convertida en un dipolo inducido.

b) Molécula polar o dipolo permanente orientada en la dirección de E.

Figura 4-4

Si la polarización es inducida o debida a la alineación de dipolos permanentes, la distribución de cargas dentro de las moléculas de un dieléctrico situado en un campo exterior será la representada en la siguiente figura.

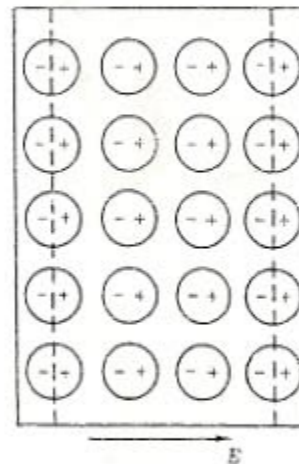


Figura 4-5

Tanto el dieléctrico entero como sus moléculas se encuentran polarizados. Sobre las superficies del dieléctrico hay un exceso de cargas positivas y negativas. Estas cargas constituyen las cargas superficiales inducidas.

Sin embargo, las cargas no son libres sino que cada una de ellas está ligada a un átomo que se encuentra en la superficie o próximo a ella. Dentro del resto del dieléctrico la carga neta sigue siendo nula. *El estado interior de un dieléctrico polarizado se caracteriza por lo tanto, no por un exceso de carga, sino por un desplazamiento relativo de las cargas dentro de él.*

Supongamos tener un campo eléctrico uniforme creado por dos placas cargadas e introduzcamos un dieléctrico en él, tal como se muestra en la figura 4-6 a) y b).

En la figura 4-6 c) se observa el campo exterior y el campo creado por las cargas inducidas simultáneamente.

En la figura 4-6 d) se observa el resultado del fenómeno ocurrido dentro del dieléctrico. Este campo es opuesto al campo exterior pero dado que las cargas del dieléctrico no son libres de moverse indefinidamente, su desplazamiento no continúa hasta un estado tal que el campo inducido anule al campo inicial. El campo dentro del dieléctrico está, por lo tanto debilitado, pero no anulado.

Según se muestra en la figura 4-6, algunas de las líneas de fuerza del campo exterior penetran en el dieléctrico y otras no.

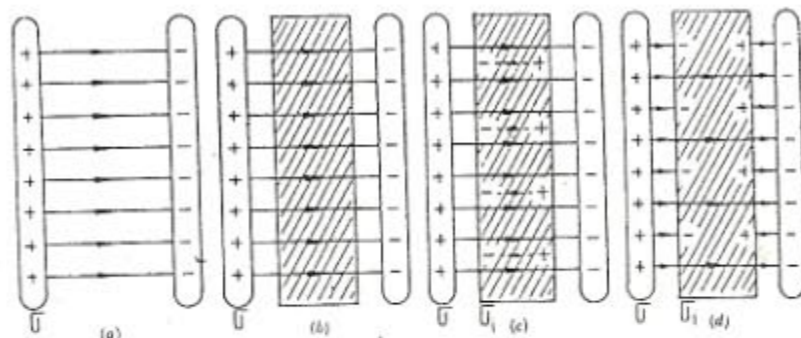


Figura 4-6

#### 4-4. Susceptibilidad, Coeficiente dieléctrico y Capacidad específica de inducción

En la figura 4-6,  $c$  es la densidad de carga superficial de las placas creadoras del campo exterior, siendo  $q$  la carga de la mismas llamada *carga libre*.

De igual manera,  $c_i$  es la densidad superficial de carga sobre el dieléctrico y  $q_i$  la *carga inducida* llamada también *carga ligada*.

Las cargas libres crean un campo cuyo valor es

$$E_0 = \frac{c}{\epsilon_0}$$

Las cargas ligadas crean un campo dentro del dieléctrico el cual vale

$$E_i = \frac{\sigma_i}{\epsilon_0}$$

Por lo tanto el campo resultante dentro del dieléctrico será

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} + \frac{\sigma_i}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} (\sigma + \sigma_i) \quad (4-6)$$

El valor de la carga inducida depende del campo eléctrico  $E$  y también del material.

Se denomina *susceptibilidad* del dieléctrico a la razón entre densidad superficial de carga inducida a la intensidad del campo eléctrico resultante, o *campo polarizante*, es decir

$$\eta = \frac{\sigma_i}{E} \quad (4-7)$$

de donde

$$\sigma_i = \eta \cdot E \quad (4-8)$$

La susceptibilidad del dieléctrico definida a través de la expresión 4-7, tiene la siguiente dimensión física

$$\eta = \frac{\sigma_i}{E} = \left| \frac{\text{coul/metro}^2}{\text{Newton/coul}} \right| = \left| \frac{\text{coul}^2}{\text{Newton metro}^2} \right|$$

Cuando mayor es la susceptibilidad de un material, tanto mayor es la carga inducida en un campo dado. La experiencia demuestra que a temperatura constante, y en campos que no son demasiado grandes, la susceptibilidad de un material es constante e independiente de  $E$ . Esto es, la densidad superficial de cargas inducidas es proporcional al campo resultante.

Para el vacío el valor de la susceptibilidad es cero ya que en el vacío no existen átomos o moléculas cuyas cargas puedan ser desplazadas por un campo eléctrico. Por lo tanto el término susceptibilidad del vacío no es más que una forma de expresión.

Para un conductor el valor de la susceptibilidad sí es que podemos asignárselo, es infinita.

Calcularemos a continuación el valor del campo eléctrico dentro del dieléctrico. Partimos de la ecuación 4-6 expresada de la siguiente manera

$$E = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \sigma + \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \sigma_i \quad (4-9)$$

Reemplazando a  $\sigma$  por la expresión 4-9, tenemos

$$E = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \sigma = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \eta \cdot E$$

despejando el campo eléctrico  $E$ , resulta

$$E = \frac{\sigma}{\left(1 + \frac{\eta}{\epsilon_0}\right) \epsilon_0} \quad (4-10)$$

en donde denominaremos como  $K_e$  a

$$K_e = 1 + \frac{\eta}{\epsilon_0} \quad (4-11)$$

por lo tanto la expresión 4-10 queda

$$E = \frac{1}{K_e \epsilon_0} \cdot \sigma \quad (4-12)$$

La magnitud  $K_e$  se denomina *coeficiente dieléctrico del material*. Como se expuso anteriormente, algunos autores la denominan *constante dieléctrica* y utilizan el símbolo  $\epsilon$ , pero no es lo correcto hablar de constante ya que  $K_e$  puede depender de la temperatura y de la intensidad del campo eléctrico.

El coeficiente dieléctrico de un material es un número abstracto.

Las expresiones 4-9 y 4-11 son enteramente equivalentes en el contenido físico.

La primera expresa que campo resultante  $E$  en el dieléctrico como la diferencia entre el campo creado por las cargas libres y el creado por las cargas ligadas.

La segunda expresión expresa el campo eléctrico  $E$  como una fracción correspondiente a las cargas libres.

El producto de  $K_e \cdot \epsilon_0$  se denomina *capacidad específica de inducción del dieléctrico* y se representa por la letra  $\epsilon$ .

$$\epsilon = K_e \cdot \epsilon_0 \quad (4-13)$$

El término  $\epsilon_0$  puede describirse como la capacidad específica de inducción del vacío, pero esto no es correcto ya que los efectos de polarización no tiene lugar en el vacío.

Las unidades de  $\epsilon$  y  $\epsilon_0$  son evidentemente las mismas, es decir

$$|\epsilon| = |\epsilon_0| = \left| \frac{\text{coul}^2}{\text{Newton metro}^2} \right|$$

En el sentido físico las magnitudes susceptibilidad eléctrica  $\eta$ , el coeficiente dieléctrico  $K_e$  y la capacidad específica de inducción  $\epsilon$  son formas diversas de escribir el desplazamiento relativo o la orientación de las cargas positivas y negativas situadas en el interior de una sustancia cuando esta se encuentra en un campo eléctrico exterior.

Las propiedades dieléctricas de una sustancia están completamente determinadas si se conoce una cualquiera de las tres magnitudes  $\eta$ ,  $K_e$  y  $\epsilon$  que están ligadas por las siguientes ecuaciones

$$K_e = 1 + \frac{\eta}{\epsilon_0} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (4-14)$$

$$\epsilon = K_e \cdot \epsilon_0 = \epsilon_0 + \eta \quad (4-15)$$

$$\eta = \epsilon_0 (K_e - 1) = \epsilon - \epsilon_0 \quad (4-16)$$

La única razón de introducir estas tres magnitudes es la de simplificar la forma de ciertas ecuaciones usuales.

#### 4-5. Desplazamiento eléctrico

El desarrollo que hemos hecho hasta aquí sobre el dieléctrico y sus relaciones con el campo eléctrico nos conduce a la introducción de una nueva magnitud, el *desplazamiento eléctrico*  $D$  que desempeñara una función muy importante en el análisis del campo, en el planteo de sus propiedades físico-matemáticas.

Comenzaremos introduciendo el concepto en la forma más sencilla, mediante la definición de la capacidad específica de inducción de un dieléctrico isótropo<sup>1</sup>.

Consideremos la figura 4-7.

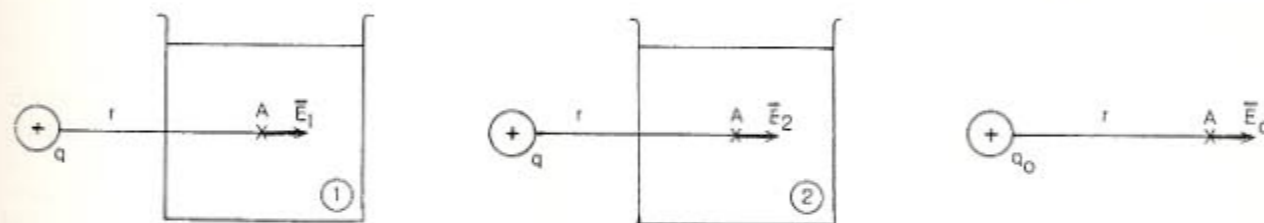


Figura 4-7

El campo eléctrico creado en el punto A a una distancia  $r$  de  $q$  en el medio 1, en el medio 2 y en el vacío valen respectivamente

<sup>1</sup> Son los cuerpos o medios cuyas propiedades son independientes de las direcciones en que se consideren en los planos.

$$E_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$$

$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 K_{e1}} \frac{q}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_1} \frac{1}{r^2}$$

$$E_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 K_{e2}} \frac{q}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_2} \frac{1}{r^2}$$

por lo tanto, si relacionamos estas expresiones obtenemos que

$$E_0 \epsilon_0 = E_1 \epsilon_1 = E_2 \epsilon_2 \quad (4-16)$$

De manera que el producto de la capacidad específica de inducción por el campo eléctrico, es constante e independiente de la naturaleza del material, depende tan sólo de la carga libre creadora del campo eléctrico y de la distancia al punto, y es igual a la intensidad del campo en el vacío multiplicada por la constante de permitividad  $\epsilon_0$ .

Introduciendo el símbolo  $D$  y escribiendo en forma vectorial las expresiones 4-16, obtenemos

$$\bar{E}_0 \epsilon_0 = \bar{E}_1 \epsilon_1 = \bar{E}_2 \epsilon_2 \quad (4-17)$$

queda así definido el desplazamiento  $D$  eléctrico del campo, en general

$$\bar{D} = \epsilon \cdot \bar{E} \quad (4-18)$$

Las unidades del desplazamiento resultan deducidas a partir de la ecuación 4-18

$$|D| = |\epsilon E| = \left| \frac{\text{coul}^2}{\text{Newton metro}^2} \frac{\text{Newton}}{\text{coul}} \right| = \left| \frac{\text{coul}}{\text{metro}^2} \right|$$

donde se observa que tiene las mismas unidades que la densidad de carga superficial  $\sigma$ .

El desplazamiento  $D$  como en campo eléctrico  $E$  es una magnitud vectorial cuya dirección en cada punto es la misma que la del campo eléctrico, pero cuya magnitud es  $\epsilon$  veces la del campo eléctrico  $E$ . En un dieléctrico anisótropo las direcciones del desplazamiento  $D$  y las del campo eléctrico  $E$  pueden ser distintas.

Una primera consecuencia que obtenemos de esta definición es que las líneas de campo referidas al desplazamiento  $D$ , no cambian cuando se sustituye un dieléctrico por otro en una configuración dada. Tampoco cambian cuando en la misma configuración el espacio está ocupado por más de un dieléctrico, tal como se observa en la figura 4-8.

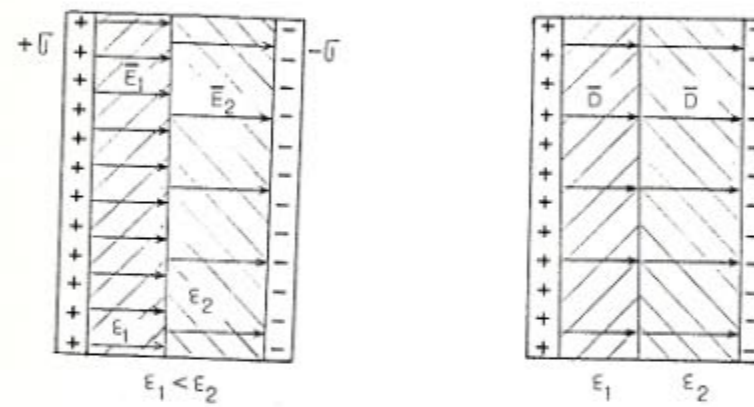


Figura 4-8

El concepto de desplazamiento  $D$ , tal como lo hemos definido no tiene ninguna interpretación física directa análoga a la fuerza por unidad de carga que dimos para la intensidad de campo eléctrico  $E$ . Puede considerarse simplemente como una magnitud auxiliar definida por la ecuación  $D = \epsilon \cdot E$  que tiene la propiedad notable de que su integral de superficie extendida a una superficie cerrada es igual a la carga libre encerrada por ésta, como se demostrará en el siguiente punto.

#### 4-6. Flujo del vector desplazamiento

La figura 4-9 muestra un dieléctrico cuya capacidad específica de inducción es  $\epsilon$  y ha sido colocada entre dos placas cargadas con una densidad de carga  $\sigma$ , y cuya área es  $A$ .

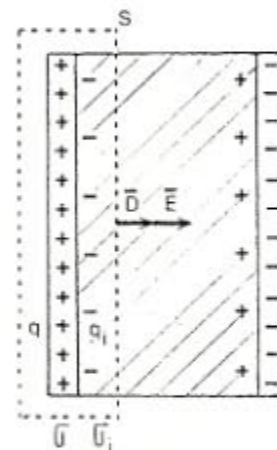


Figura 4-9

Vimos según las ecuaciones 4-17 y 4-18 que

$$\bar{D} = \epsilon_0 \cdot \bar{E}_0 = \epsilon \cdot \bar{E}$$

en donde:

$E_0$ : campo eléctrico en el vacío creado por las cargas libres ( $q$ )

$E$ : campo eléctrico en el dieléctrico creado por las cargas libres ( $q$ ) y las cargas inducidas ( $q_i$ )

Calcularemos el flujo del vector desplazamiento  $D$  a través de la superficie cerrada  $S$ , indicada en la figura 4-9.

$$\phi_D = \oint_S \bar{D} \cdot d\bar{S} = \oint_S \epsilon_0 \bar{E}_0 \cdot d\bar{S} = \epsilon_0 \oint_S \bar{E}_0 \cdot d\bar{S}$$

pero de acuerdo a la Ley de GAUSS, en el vacío resulta

$$\oint_S \bar{E}_0 \cdot d\bar{S} = \frac{q}{\epsilon_0}$$

por lo tanto si reemplazamos, obtenemos que

$$\phi_D = q \quad (4-19)$$

Como vemos el flujo de  $D$  es siempre igual a la carga libre  $q$  independiente del dieléctrico y de las cargas inducidas.

A los fines de realizar una comparación calcularemos ahora el flujo del campo eléctrico  $E$ .

$$\phi_E = \oint_S \bar{E} \cdot d\bar{S} = E \cdot A$$

pero vemos, según la ecuación 4-6, que

$$E = \frac{\sigma - \sigma_i}{\epsilon_0}$$

reemplazando

$$\phi_E = E \cdot A = \frac{\sigma - \sigma_i}{\epsilon_0} \cdot A = \frac{1}{\epsilon_0} (\sigma A - \sigma_i A) = \frac{1}{\epsilon_0} (q - q_i)$$

Como vemos el flujo del campo eléctrico  $E$  no es independiente del dieléctrico y de las cargas inducidas.

Por lo tanto, podemos escribir finalmente las siguientes expresiones

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = q \quad (4-20)$$

$$\epsilon_0 \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = q - q_i \quad (4-21)$$

#### 4-7. Generalización de la Ley de GAUSS

Vimos que en el vacío la expresión de la Ley de Gauss es

$$\oint_S \vec{E}_0 \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} q$$

en donde  $q$  representa la carga encerrada por la superficie cerrada  $S$ .

En presencia de un dieléctrico esta expresión deja de tener validez ya que la superficie  $S$  encerrará además de las cargas libres  $q$ , también las cargas inducidas  $q_i$ . Por tanto para que la ley de Gauss siga teniendo validez deberemos escribirla de la siguiente manera

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} (q - q_i) \quad (4-22)$$

Pero evaluar las cargas inducidas  $q_i$  es muy engorroso, por lo que expresaremos a la Ley de Gauss de otra manera.

Sabemos por la ecuación 4-1 que

$$K_e = \frac{E_0}{E_d}$$

reemplazando los respectivos campo, tenemos

$$K_e = \frac{\frac{\sigma}{\epsilon_0}}{\frac{\sigma - \sigma_i}{\epsilon_0}}$$

entonces

$$K_e = \frac{\frac{q}{A}}{\frac{q - q_i}{A}}$$

De donde

$$q = q_1 = \frac{q}{K_e}$$

reemplazando este valor en la expresión 4-22, resulta

$$q_1 = \oint_S \bar{E} \, d\bar{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{q}{K_e}$$

$$\epsilon_0 K_e \oint_S \bar{E} \, d\bar{S} = K_e \oint_S \epsilon_0 \bar{E} \, d\bar{S} = q$$

Finalmente podemos concluir de la siguiente manera

$$\oint_S \epsilon_0 \bar{E}_0 \, d\bar{S} = q \quad \text{Ley de Gauss para el vacío.} \quad (4-23)$$

$$K_e \oint_S \epsilon_0 \bar{E} \, d\bar{S} = q \quad \text{Ley de Gauss en un medio dieléctrico.} \quad (4-24)$$

$$\oint_S K_e \epsilon_0 \bar{E} \, d\bar{S} = q \quad \text{Si la superficie gaussiana abarca materiales dieléctricos de distinta naturaleza (distintos valores de } K_e \text{), el coeficiente } K_e \text{ debe ser introducido dentro de la integral ya que } K_e \text{ variará durante el proceso de integración.} \quad (4-25)$$

$$\oint_S \epsilon \bar{E} \, d\bar{S} = q \quad (4-26)$$

$$\oint_S \bar{D} \, d\bar{S} = q \quad (4-27)$$

#### 4-8. Capacidad y condensadores

##### 4-8-1. Capacidad de un conductor aislado

Se ha visto en temas anteriores que el potencial  $V$  que adquiere una esfera conductora cargada, en el vacío está dada por la siguiente relación

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R}$$

por lo tanto la carga en función del potencial es

$$q = 4\pi\epsilon_0 R V$$

siendo  $q$  la carga de la esfera y  $R$  el radio de la misma.

Si damos a la esfera, de la experiencia anterior, otra carga  $q_1$  distinta a  $q$ , el potencial que adquiere será  $V_1$  tal que se cumple, la siguiente igualdad

$$q_1 = 4\pi\epsilon_0 R V_1$$

Como vemos existe siempre una proporcionalidad directa entre la carga electrostática depositada en la esfera conductora y el potencial que ellas manifiestan, por lo que podemos expresar la siguiente proporcionalidad

$$q \propto V$$

Puede demostrarse que para un cuerpo conductor de forma cualquiera, la carga electrostática depositada sobre el mismo es proporcional al potencial que adquiere el cuerpo conductor, es decir

$$q = C V \quad (4-29)$$

en donde  $C$  es una constante de proporcionalidad que depende del tamaño, forma y del medio dieléctrico en el cual se halla el conductor según se demostrará en temas posteriores.  $C$  se denomina *capacidad* del cuerpo conductor.

*La capacidad de un conductor es la razón de su carga a su potencial (se supone que el potencial de referencia es el infinito).*

El signo del potencial electrostático que manifiesta un cuerpo depende del signo de la carga que posee, en consecuencia el signo de la capacidad siempre es un valor positivo.

Se puede hacer una analogía entre capacidad de un conductor y el volumen de un recipiente que contiene un gas ideal a cierta presión.

Supongamos que la temperatura  $T$  de un gas se mantiene constante, el número de moles  $n$  que admite el volumen  $V$  del recipiente a una presión  $p$  determinada es

$$n = \left( \frac{1}{R T} \cdot V \right) p$$

La cantidad de carga  $q$  que admite un cuerpo conductor a un potencial determinado es

$$q = C V$$

## 4-8 2. Unidades de la capacidad. Submúltiplos.

En el sistema internacional la unidad de la capacidad es el FARADIO. Se define como la capacidad que manifiesta un conductor que cargado con un coulomb adquiere el potencial de un volt.

$$| C | = \left| \frac{q}{V} \right| = \left| \frac{\text{coul}}{\text{Volt}} \right| = | \text{Faradio} |$$

A continuación calcularemos el radio de una esfera metálica cuya capacidad es de 1 faradio

$$q = 4\pi\epsilon_0 R V$$

$$R = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{V} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1 \text{ coul}}{1 \text{ volt}} = 9 \cdot 10^9 \text{ metros}$$

Este valor representa una esfera de 9 millones de Km de radio en el vacío. Siendo el faradio una unidad de medida de la capacidad tan grande es necesario usar submúltiplos, tal como se muestran en la Tabla 4-1.

Submúltiplo	Significado	Equivalencia
1 mf	1 mili-faradio	1 $10^{-3}$ f
1 $\mu$ f	1 micro-faradio	1 $10^{-6}$ f
1 nf	1 nano-faradio	1 $10^{-9}$ f
1 pf	1 pico-faradio	1 $10^{-12}$ f
1 $\mu\mu$ f	1 micro-micro-faradio	

Tabla 4-1

## 4-9. Capacidad y dieléctricos

Suponemos tener un cuerpo conductor en el vacío al cual le proporcionamos una cantidad de carga  $q$  y el potencial adquirido  $V_0$  lo medimos mediante un electrómetro, tal como lo muestra la figura 4-10.

La capacidad del cuerpo conductor en el vacío es por lo tanto

$$C_0 = \frac{q}{V_0}$$

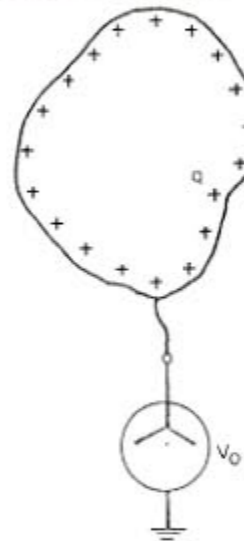


Figura 4-10

Si en la continuación ubicamos el cuerpo conductor en un medio dieléctrico de capacidad específica de inducción e podemos observar que el electrómetro indica que el potencial ha disminuido al valor  $V$ , es decir  $V < V_0$ , figura 4-11.

La capacidad del cuerpo conductor en el medio dieléctrico es por lo tanto

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

Como  $V < V_0$ , se tiene que  $C > C_0$ .

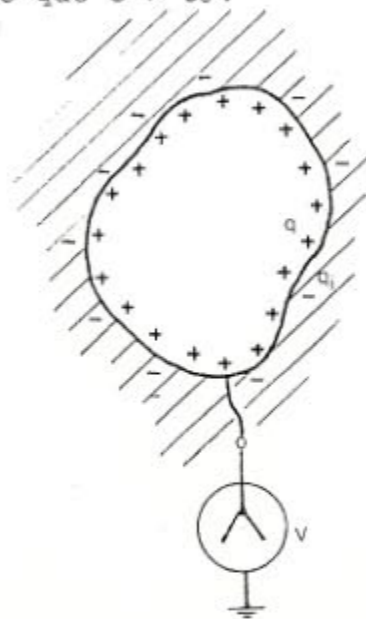


Figura 4-11

La causa de este comportamiento es, que el dieléctrico se polariza y las cargas inducidas  $q_i$  que aparecen en la superficie límite con el cuerpo neutralizan parcialmente las cargas libres  $q$  que ahora actúa como si solo tuviera el valor  $(q - q_i)$ , con lo cual se justifica que el potencial sea menor y la capacidad mayor.

Las dos igualdades anteriores dan

$$\frac{C}{C_0} = \frac{V_0}{V}$$

Un efecto similar ocurre cuando al cuerpo cargado se le aproxima otro cuerpo metálico. La capacidad parece aumentar porque la inducción electrostática que sufre el nuevo cuerpo cambia la distribución superficial de las cargas del cuerpo original neutralizando parcialmente las cargas. El efecto es todavía más notable si al nuevo conductor se lo conecta a tierra porque las cargas positivas (en este caso) desaparecen aumentándose así el efecto inductivo. Estos fenómenos se aprecian en la figura 4-12.

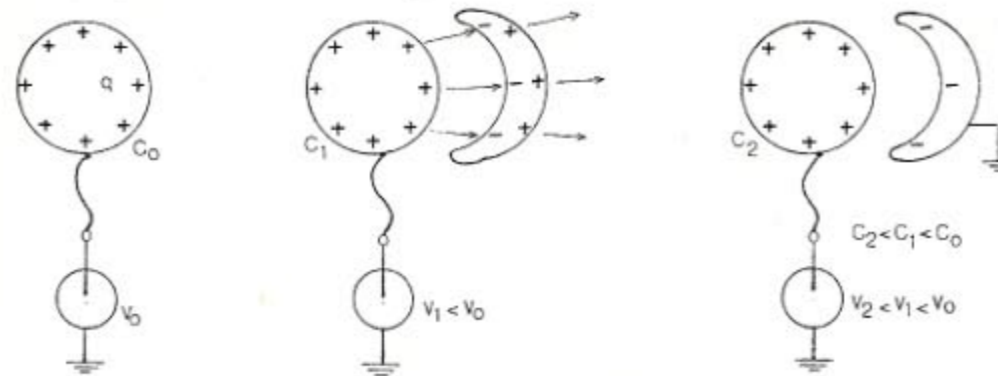


Figura 4-12

#### 4-10. Condensadores

Se denomina *condensador* o *capacitor* al dispositivo que consta de dos conductores aislados entre sí pero con sus superficies enfrentadas de tal forma que haya entre ellas inducción total. Se denominan armaduras del condensador a cada una de los conductores que forman dichas superficies.

Con este sistema se logra almacenar la máxima cantidad de cargas para una diferencia de potencial  $V_{ab}$  aplicada entre las armaduras, por lo que

$$C = \frac{q}{V_{ab}} \quad (4-29)$$

Las armaduras o placas del condensador toman cargas eléctricas de distinto signo (una placa se carga positivamente y la otra se carga

negativamente con un mismo valor). Esto se consigue corrientemente conectando ambos conductores a una batería, tal como se muestra en la figura 4-13.

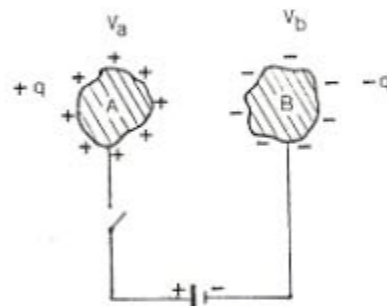


Figura 4-13

La carga neta del condensador en conjunto es, naturalmente nula y la carga del condensador se define como la carga de cualquiera de las armaduras sin tener en cuenta el signo.

Un condensador cuyo valor es constante se representa mediante el símbolo mostrado en la figura 4-14 a); si el mismo es variable su representación es la de la figura 4-14 b).



Figura 4-14

#### 4-10-1. Condensadores de láminas paralelas

Es el tipo de condensador más común, se compone de dos láminas conductoras y separadas por una distancia que es muy pequeña comparada con las dimensiones lineales de las armaduras. Prácticamente todo el campo eléctrico creado por las cargas de las armaduras está localizado en el espacio comprendido entre las láminas.

Hay una pequeña dispersión del campo hacia el exterior, que se hace despreciable a medida que disminuye la separación entre las placas. Las placas o armaduras están separadas por una fina lámina de material dieléctrico como mica, papel parafinado, óxido de aluminio, etc.

Consideremos la figura 4-15, en que se representa un condensador de placas paralelas, en donde

$d$ : representa la distancia entre armaduras (dibujada de manera exagerada)

$S$ : el área de la armadura

$q$ : es la carga eléctrica sobre cada una de las armaduras

El campo eléctrico entre las armaduras, considerando una carga por unidad de área  $\sigma$  y en el caso de tener un dieléctrico es

$$E = \frac{\sigma}{K_e \epsilon_0} = \frac{1}{K_e \epsilon_0} \frac{q}{S} \quad (4-30)$$

el cual se puede considerar constante en todos los puntos del espacio comprendido entre las placas.

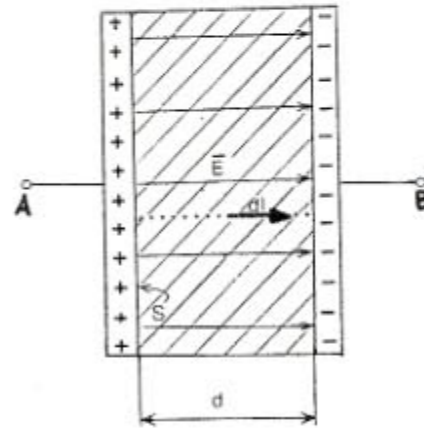


Figura 4-15

La diferencia de potencial entre las placas resulta

$$V_B - V_A = - \int_A^B \bar{E} \cdot d\bar{l}$$

Si se elige un camino de integración paralelo al campo eléctrico  $E$ , la expresión anterior resulta

$$V_{BA} = - \int_A^B E \, dl \cos 0^\circ$$

$$V_{BA} = - E \int_A^B dl$$

$$V_{BA} = - E \, d \quad ; \quad V_{AB} = V_A - V_B = E \cdot d \quad (4-31)$$

Aplicando la definición de capacidad, ecuación 4-29, y reemplazando en la misma las expresiones 4-30 y 4-31, obtenemos

$$C = \frac{q}{V_{AB}}$$

$$C = \frac{E K_e \epsilon_0 S}{E d}$$

Simplificando y ordenando la expresión tenemos que

$$C = K_e \epsilon_0 \frac{S}{d} = \epsilon \frac{S}{d} \quad (4-32)$$

Como se observa el valor de la capacidad depende de la geometría del condensador y de la constante  $K_e$  (coeficiente dieléctrico del material).

Suponiendo que entre las placas del condensador no existe un dieléctrico sino aire o vacío la expresión 4-32 resulta

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (4-33)$$

Vemos entonces, que comparando las expresiones 4-33 y 4-32 la capacidad resulta multiplicada por  $K_e$  cuando se introduce un dieléctrico entre las láminas, por lo que

$$\frac{C}{C_0} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = K_e$$

Esta relación se toma frecuentemente como definición del coeficiente dieléctrico. *El coeficiente dieléctrico de una sustancia puede definirse como la razón de la capacidad de un condensador dado que tenga dicha sustancia entre sus armaduras, a la capacidad del mismo condensador en el vacío.*

#### 4-10-2. Condensador esférico

El mismo se compone de una armadura interior de forma esférica rodeada por otra armadura exterior también esférica, tal como se muestra en la figura 4-16.

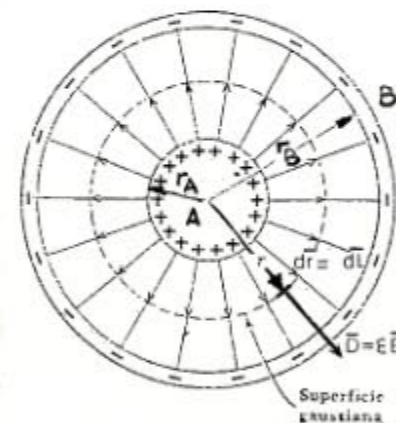


Figura 4-16.

Calcularemos el campo eléctrico entre ambas superficies aplicando la Ley de Gauss. Para ello adoptaremos una superficie gaussiana esférica de radio  $r$ . Por lo tanto a partir de la ecuación 4-23 tenemos

$$\phi_D = \int_S \epsilon_0 E_0 dS = q$$

$$\phi_D = K_e \epsilon_0 E 4\pi r^2 = q$$

pero

$$\epsilon = \epsilon_0 K_e$$

entonces

$$E = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon_0 K_e} \quad (4-34)$$

Observemos que el campo eléctrico resulta como si toda la carga  $q$  estuviera concentrada en el centro  $O$ .

Calcularemos ahora la diferencia de potencial entre las armaduras aplicando la expresión

$$V_B - V_A = V_{BA} = - \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

Si tomamos como camino de integración el radio  $r$ , resulta que  $d\vec{l} = dr$ , por lo tanto

$$V_{BA} = - \int_A^B \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon} dr$$

$$V_{BA} = - \frac{q}{4\pi \epsilon} \int_A^B \frac{1}{r^2} dr = - \frac{q}{4\pi \epsilon} \left[ -\frac{1}{r} \right]_A^B$$

$$V_{BA} = - \frac{q}{4\pi \epsilon} \left( \frac{1}{r_A} - \frac{1}{r_B} \right)$$

$$V_{BA} = \frac{q}{4\pi \epsilon} \left( \frac{r_B - r_A}{r_A \cdot r_B} \right); \quad V_{AB} = \frac{q}{4\pi \epsilon} \left( \frac{r_A - r_B}{r_A \cdot r_B} \right) \quad (4-35)$$

Aplicando la definición de capacidad, ecuación 4-29, y reemplazando en la misma la expresión 4-35, obtenemos

$$C = \frac{q}{V_{AB}}$$

$$C = \frac{q}{\frac{q}{4\pi\epsilon} \left( \frac{r_B - r_A}{r_A \cdot r_B} \right)}$$

Simplificando y ordenando la expresión tenemos que

$$C = \frac{4\pi \epsilon_0 \epsilon_r r_A r_B}{r_B - r_A} \quad (4-36)$$

#### 4-10-3. Condensador cilíndrico

Consideremos dos cilindros concéntricos coaxiales de radios  $r_A$  y  $r_B$  y longitud  $L$ , que poseen cargas iguales y opuestas  $q$  y  $-q$ , tal como se muestra en la figura 4-17.

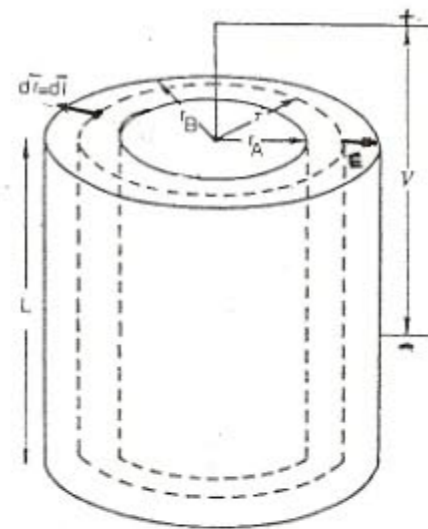


Figura 4-17

Calcularemos el campo eléctrico entre ambas armaduras aplicando la Ley de Gauss. Para ello adoptamos una superficie gaussiana cilíndrica de radio  $r$ ,

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \epsilon_0 \oint_S \mathbf{E}_0 \cdot d\mathbf{S} = q$$

$$q_D = K_e \epsilon_0 E 2\pi r L = q$$

$$E = \frac{q}{2\pi r L \epsilon_0 K_e}$$

Ahora calcuaremos la diferencia de potencial entre las armaduras aplicando la expresión

$$V_B - V_A = V_{BA} = - \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

Si tomamos como camino de integración el radio  $r$ , resulta que  $d\vec{l} = dr$ , por lo tanto

$$V_{BA} = - \int_A^B \frac{q}{2\pi r L \epsilon_0 K_e} dr$$

$$V_{BA} = - \frac{q}{2\pi L \epsilon_0 K_e} \int_A^B \frac{1}{r} dr = - \frac{q}{2\pi L \epsilon_0 K_e} \left| \ln r \right|_A^B$$

$$V_{BA} = - \frac{q}{2\pi L \epsilon_0 K_e} \ln \frac{r_B}{r_A}; \quad V_{AB} = \frac{q}{2\pi L \epsilon_0 K_e} \ln \frac{r_B}{r_A} \quad (4-37)$$

Aplicando la definición de capacidad, ecuación 4-29, y reemplazando en la misma la expresión 4-37, obtenemos

$$C = \frac{q}{V_{AB}}$$

$$C = \frac{q}{\frac{q}{2\pi L \epsilon_0 K_e} \ln \frac{r_B}{r_A}}$$

Simplificando y ordenando la expresión tenemos que

$$C = 2\pi L \epsilon_0 K_e \frac{1}{\ln \frac{r_B}{r_A}} \quad (4-38)$$

## 4-11. Conexión de condensadores

## 4-11-1. Conexión en paralelo

Consideremos la siguiente figura

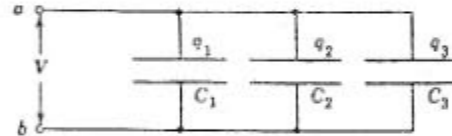


Figura 4-18

En esta conexión todas las armaduras de cada capacitor están sometidas a la misma diferencia de potencial  $V_{AB} = V_B - V_A$ .

Por lo tanto cada condensador adquiere una carga proporcional a su capacidad, es decir

$$q_1 = C_1 V$$

$$q_2 = C_2 V$$

$$q_3 = C_3 V$$

De manera que ahora el sistema tiene una carga total

$$q_T = q_1 + q_2 + q_3$$

reemplazando los correspondientes valores de carga, tenemos

$$q_T = C_1 V + C_2 V + C_3 V$$

$$q_T = (C_1 + C_2 + C_3) V$$

Entonces la capacidad total del sistema resulta

$$C_T = \frac{q_T}{V} = C_1 + C_2 + C_3 \quad (4-39)$$

generalizando la expresión 4-39

$$C_T = \sum_{i=1}^n C_i \quad (4-40)$$

De manera que la capacidad total es la suma de las capacidades individuales  $C_i$ .

## 4-11-2. Conexión en serie

Supongamos la conexión mostrada en la figura 4-19.

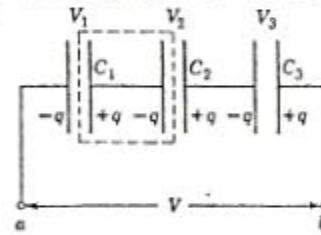


Figura 4-19

En esta conexión todos los condensadores adquieren la misma carga  $q$ . Observemos, por ejemplo, que la carga negativa de la armadura derecha de  $C_1$  no puede ser diferente a la carga positiva de la armadura del capacitor  $C_2$ .

La diferencia de potencial aplicada se distribuye en los condensadores de tal forma que se cumple

$$V_b - V_a = V_{AB} = V_1 + V_2 + V_3$$

siendo

$$V_1 = \frac{q}{C_1}$$

$$V_2 = \frac{q}{C_2}$$

$$V_3 = \frac{q}{C_3}$$

de manera que

$$V_{AB} = \left( \frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2} + \frac{q}{C_3} \right)$$

$$V_{AB} = \left( \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right) q$$

La capacidad total del sistema por lo tanto es

$$C_T = \frac{q_T}{V_{AB}} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}} \quad (4-41)$$

y en general para una serie de  $n$  condensadores

$$C_T = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}} \quad (4-42)$$

La capacidad resultante o equivalente resulta siempre menor que la menor de las capacidades de los condensadores componentes de la serie.

Si los  $n$  condensadores fueran iguales, es decir  $C_1 = C_2 = C_3 = C$ , entonces la 4-42 se convierte en

$$C_T = \frac{C}{n} \quad (4-43)$$

## Temas suplementarios

D 1. Vector polarización  $\vec{P}$ 

Con el objeto de poner en evidencia al carácter masivo o de volumen del fenómeno de la polarización, debemos introducir un nuevo concepto: la magnitud vectorial *POLARIZACION*, que designaremos por  $P$ , y definida como el momento dipolar por unidad de volumen de un material dieléctrico.

Tomemos un pequeño elemento de volumen  $\Delta V$  de un dieléctrico polarizado. En donde  $\Delta V$  se supone pequeño pero de tamaño adecuado para contener un gran número de dipolos moleculares que designaremos con  $\vec{p}_m$ , por lo tanto

$$P = \frac{\sum \vec{p}_m}{\Delta V} \quad (4-44)$$

para  $\Delta V \rightarrow 0$ , por lo tanto  $P$  es un valor en un punto.

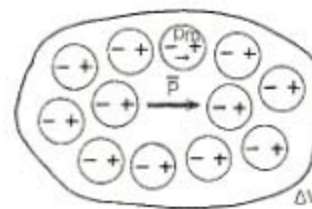


Figura 4-20

Veremos a continuación que existe una relación directa entre la polarización así definida y la densidad superficial de carga  $\sigma_i$  que aparece en los límites del material cuando este está uniformemente polarizado. Para ello tomemos un volumen prismático como el de la figura 4-21.

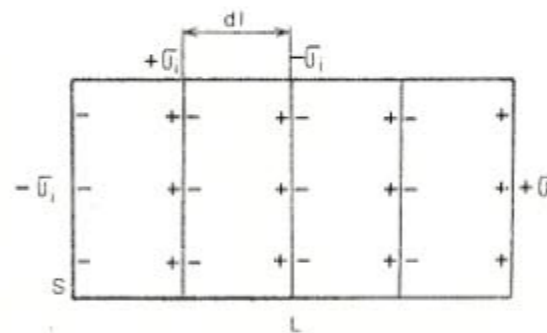


Figura 4-21

Considerando que

$$q_i = \sigma_i S$$

Y

$$dp_m = q_i dl$$

entonces

$$P = \frac{\sum dp_m}{\Delta V} = \frac{\sum q_i dl}{\Delta V} = \frac{q_i \sum dl}{S l} = \frac{q_i}{S} \frac{l}{l}$$

$$P = \sigma_i \quad (4-45)$$

lo cual significa que el módulo del vector polarización es igual a la densidad superficial de carga inducida.

Lo mismo puede plantearse en forma vectorial sin más que asignar un sentido a  $l$  y  $dl$ , el mismo del momento dipolar  $p_m$ ; entonces aparecerá  $\sigma_i$  multiplicado por el versor  $l/l$ . Sin embargo es más instructivo razonar en base a la figura 4-22 para obtener la relación vectorial de  $P$  con  $\sigma_i$ .

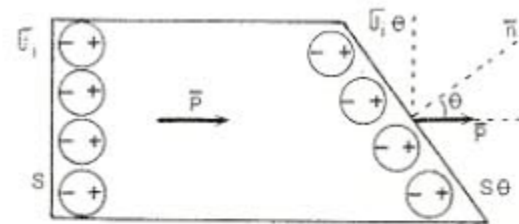


Figura 4-22

en donde

$$P = \sigma_i = \frac{q_i}{S} = \frac{q_i}{S_e \cos \theta}$$

$$P \cos \theta = \frac{q_i}{S_e} = \sigma_i e \quad (4-46)$$

Esta última igualdad nos dice que la proyección de  $P$  sobre la normal a la superficie límite es igual a la densidad superficial. Generalmente, diremos que siempre será

$$\sigma_i = \bar{P} \cdot \bar{n} = P_n \quad (4-47)$$

siendo  $n$  un vector unitario en el sentido saliente de la normal a la superficie del dieléctrico.

Con todo lo dicho anteriormente podemos escribir que

$$\sigma_i = \eta E$$

$$P = \eta E$$

Si el material es isótropo, el sentido de  $P$  será el de la intensidad de campo inductor  $E$  dentro del dieléctrico.

$$\bar{P} = \eta \bar{E}$$

En los materiales anisótropos la polarización tiene lugar con más facilidad en determinadas direcciones, que dependen de los ejes cristalográficos; la polarización  $P$  puede tener componentes en dos direcciones y su resultante no coincidir en dirección y sentido con  $E$ .

La susceptibilidad del material puede definirse ahora en la forma

$$\eta = \frac{P}{E} \quad (4-48)$$

La polarización tiene la misma dimensión física que la densidad superficial de carga  $\sigma_i$ , por lo tanto

$$|P| = |\eta E| = \left| \frac{\text{coul}^2}{\text{Newton metro}^2} \frac{\text{Newton}}{\text{coul}} \right| = \left| \frac{\text{coul}}{\text{metro}^2} \right|$$

#### D-1-1. Relación entre el desplazamiento ( $D$ ) y la polarización ( $P$ )

En todo el tratamiento que hemos hecho hasta aquí del desplazamiento no hemos indicado el papel que desempeña la carga inducida en el dieléctrico, siendo

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E}$$

y reemplazando el valor de la capacidad específica por

$$\epsilon = \epsilon_0 + \eta$$

obtenemos

$$\bar{D} = (\epsilon_0 + \eta) \bar{E}$$

$$\bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \eta \bar{E}$$

$$\bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P}$$

(4-49)

igualdad que vale de manera escalar y vectorialmente.

Teniendo en cuenta la relación de la polarización  $P$  y la densidad superficial de carga inducida en el dieléctrico, es decir

$$P = \sigma_i$$

podemos expresar la ecuación 4-49, en forma escalar

$$D = \epsilon_0 E + \sigma_i \quad (4-50)$$

#### D-2. Temas de lectura

Los condensadores encuentran múltiples aplicaciones en los circuitos eléctricos. Se utiliza un condensador para eliminar la chispa que se produce cuando se interrumpe rápidamente un circuito que posee autoinducción, utilizado en el sistema de encendido de los automotores (véase Capítulo 10). Los condensadores se utilizan también en los circuitos de radio para sintonizar, o para mejorar la corriente rectificadora obtenida a través de una fuente de energía alternada. El rendimiento de la transmisión de energía en corriente alterna puede aumentarse con frecuencia utilizando grandes condensadores para mejorar el factor de potencia (véase Capítulo 12). A continuación se detallan, de manera sencilla, dos aplicaciones basadas en estos fenómenos electrostáticos.

##### D-2-1. Precipitador electrostático

Este dispositivo se utiliza para eliminar la polución del aire, muy utilizado en fábricas de cemento o aquellas que procesan minerales. Posee una gran eficiencia ya que es capaz de extraer más del 99% de cenizas y polvos de los gases procedentes de las salidas de las chimeneas de las centrales térmicas en las que se quema carbón.

La idea básica de esta técnica se muestra en la figura 4-23.

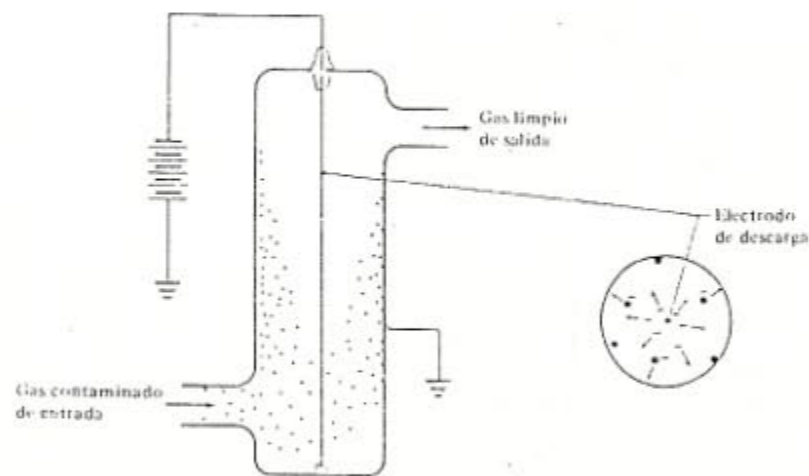


Figura 4-23

La pared exterior es un tubo metálico vertical que está conectado a tierra (en este caso el potencial positivo), mientras que un conductor en forma de alambre situado en el centro del tubo se mantiene a una tensión negativa muy grande.

Con esta geometría concéntrica (que corresponde al condensador cilíndrico) se establece un campo eléctrico no uniforme, cuyas líneas de fuerza están dirigidas radialmente hacia el interior, es decir hacia el electrodo de alambre negativo.

Cerca del alambre el campo adquiere valores enormes, suficientemente grandes para producir una ruptura eléctrica del aire, y una mezcla suave normal de moléculas gaseosas neutras es sustituida por un torbellino de electrones libres e iones positivos.

Los electrones procedentes de esta descarga corona son expulsados hacia afuera por el campo eléctrico. La mayoría de ellos se unen rápidamente a las moléculas de oxígeno produciendo iones  $O_2^-$  negativos que también se ven acelerados hacia afuera.

Cuando esta corriente de iones pasa cerca del gas de salida caliente procedente de la chimenea que sube por el conducto, las pequeñas partículas que transporta dicho gas resultan cargadas al capturar los iones y se ven empujadas por el campo hacia la pared exterior.

Si las partículas son sólidas, se provoca periódicamente una vibración del conducto para que caigan, pero si son líquidas, el residuo simplemente desciende por la pared, recogiendo en ambos casos en la parte inferior.

#### D-2-2. Xerografía

Este es uno de los sistemas más utilizados en la reproducción electrostática o de electrofotografía.

El proceso *xerográfico* fue inventado en 1937 por Chester CARLSON. El término xerografía, significa literalmente "escritura en seco".

En la figura 4-24 se ilustran cuatro de las etapas principales que intervienen en la xerografía.

El proceso de obtención de imágenes electrostáticas tiene lugar sobre una lámina delgada de *material fotoconductor* que está apoyado sobre un soporte metálico conectado a tierra. Un fotoconductor es un sólido que es buen aislante en la oscuridad pero resulta capaz de conducir la corriente eléctrica cuando se expone a la luz. El estado aislante en ausencia de iluminación se indica mediante un sombreado en la figura 4-24.

En la oscuridad, se deposita una carga electrostática uniforme sobre la superficie del fotoconductor. Esta etapa de carga, figura 4-24 a), se realiza mediante una descarga positiva en corona que rodea un alambre fino mantenido a unos +5000 volt aproximadamente. Esta corona (versión similar al precipitador de la figura 4-23, pero de signo opuesto) se hace pasar sobre la superficie fotoconductor, esparciendo iones positivos sobre ella y cargándola a un potencial del orden de +1000 volt. Puesto que la carga es libre para fluir dentro del soporte de metal conectado a masa, se desarrolla una carga igual y opuesta inducida en la interfaz metal-fotoconductor.

En la oscuridad el fotoconductor no contiene ninguna carga móvil y la gran diferencia de potencial persiste a través de esta capa de dieléctrico, que sólo tiene 0,005 cm de espesor.

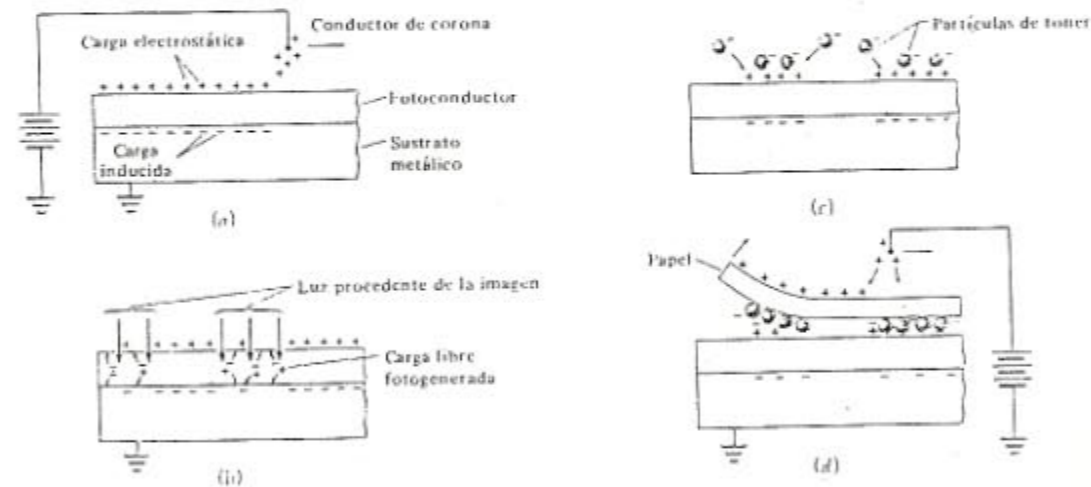


Figura 4-24

A continuación la placa fotoconductor se expone a la luz en forma de una imagen reflejada en el documento que ha de copiarse. Lo que ocurre ahora se indica en la figura 4-24 b). Donde la luz incide sobre el fotoconductor, son absorbidos cuantos luminosos (un hueco, es decir, un electrón perdido). La fotogeneración de esta carga libre depende no sólo del fotoconductor utilizado, sino de la longitud de onda e intensidad de la luz incidente y además del campo eléctrico presente.

Este campo eléctrico de gran valor ( $1000 \text{ volt}/0,005 \text{ cm} = 2 \times 10^5 \text{ Volt/cm} = 2 \times 10^7 \text{ volt/m}$ ) ayuda a separar las parejas mutuamente atractivas electrón-hueco, de modo que quedan en libertad para moverse por separado. Los electrones se mueven entonces bajo la influencia del campo hacia la superficie, en donde neutralizan a las cargas positivas, mientras que los huecos se mueven a la interfaz fotoconductor-sustrato y neutralizan allí las cargas negativas.

En los puntos donde una luz intensa incide sobre el fotoconductor, la fase o etapa de carga queda totalmente eliminada; en donde incide luz débil, la carga se ve parcialmente reducida; en donde no incide la luz, permanece la carga electrostática original sobre la superficie.

La tarea crítica de convertir una imagen óptica en una imagen electrostática, que ahora queda registrada sobre la lámina, se ha completado.

Esta imagen latente se compone de una distribución de potencial electrostático que replica el esquema de luz y oscuridad del documento original.

Para desarrollar una buena imagen electrostática, se ponen en contacto con la lámina unas partículas pigmentadas finas con carga negativa. Estas partículas de *toner* son atraídas hacia las regiones superficiales con carga positiva, como se ve en la figura 2-24 c), y entonces aparece una imagen visible.

El toner se transfiere a continuación, figura 2-24 d), a una hoja de papel que ha sido cargada positivamente con objeto de que pueda atraerlas. Un breve calentamiento del papel funde el toner y lo pega produciendo una fotocopia permanente.

Finalmente para preparar la lámina fotoconductora en el caso de una repetición del proceso, cualquier partícula de toner que permanece en su superficie se limpia mecánicamente y se borra la imagen electrostática residual, es decir de descarga inundándola de luz. El fotoconductor está ahora listo para un nuevo ciclo.

#### D-2-3. Tipos de capacitores

Existen en el mercado un muy amplio surtido de tipos diferentes de condensadores de los que detallaremos de manera sencilla algunos de ellos.

- Condensador cerámico: Están contruidos normalmente por una base tubular de este material cuyas superficie interior y exterior están metalizadas con plata y sobre ella dispuestos los terminales mediante un casquillo soldado o arrollado al tubo.

Sobre este conjunto hay una envoltura aislante. Su aspecto exterior puede ser tubular, de disco o plaquita cuadrada o rectangular.

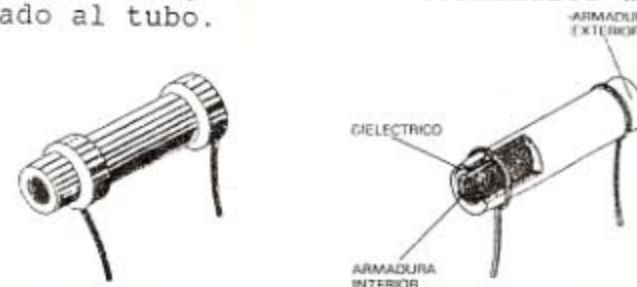


Figura 4-25

- Condensador plástico: Están fabricados con dos finas tiras de poliéster metalizadas por una cara dejando una banda sin cubrir en el borde y en sitios opuestos en cada una arrolladas entre sí.

Los terminales se fijan en las dos bases del cilindro así formado de manera que cada uno estará en contacto únicamente con el metalizado de la tira que no tenga banda lateral en el borde. El conjunto va recubierto con una envoltura aislante. Tiene la ventaja de poder conseguirse capacidades relativamente elevadas a tensiones que llegan a los 1000 volt.

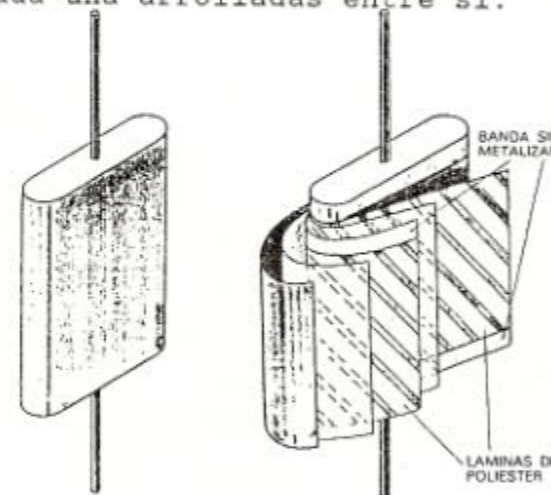


Figura 4-26

Además si se produce una perforación del dieléctrico por un exceso de tensión, el metal se vaporiza en una pequeña zona rodeando la perforación y evitando el cortocircuito, con lo que el condensador no se destruye y puede seguir funcionando.

- Condensador electrolítico de aluminio: Conjuntamente con los condensadores electrolíticos de tántalo son los que poseen la mayor capacidad de todos para un tamaño determinado.

Los de aluminio están formados por una hoja de cinta o banda de este metal recubierto por una capa de óxido de aluminio que actúa como dieléctrico, sobre el óxido hay una lámina de papel, impregnada de un líquido conductor, denominado electrolito y sobre ella una segunda lámina de aluminio que proporciona el contacto eléctrico al papel.

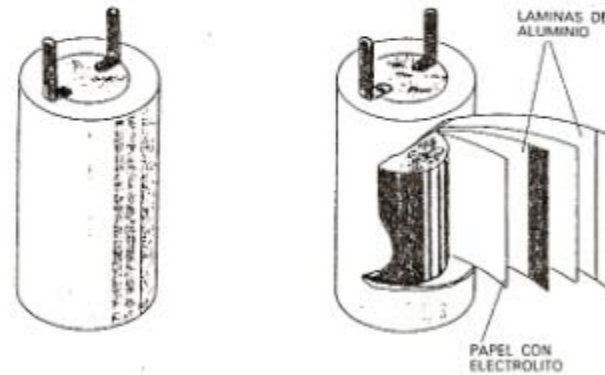


Figura 4-27

Todo el conjunto se encuentra arrollado e introducido dentro de un envase tubular de aluminio cerrado herméticamente y que, en muchas ocasiones, se utiliza como contacto eléctrico a la segunda lámina de aluminio y permite fijar en él uno de los terminales, estando el otro conectado a la otra lámina.

Este tipo de condensador es de polaridad fija, es decir, únicamente puede funcionar si le es aplicada la tensión continua exterior con el positivo unido al ánodo correspondiente a la lámina de aluminio recubierta de óxido y el negativo a la caja metálica o cátodo.

- Condensador electrolítico de tántalo: Estos tienen cierta similitud con los de aluminio, consiguiéndose con ellos una mayor capacidad para un determinado tamaño.

En lugar de aluminio se emplea una hoja de tántalo y el electrolito suele ser seco. Además del tipo tubular, también se fabrican en forma de "gota".

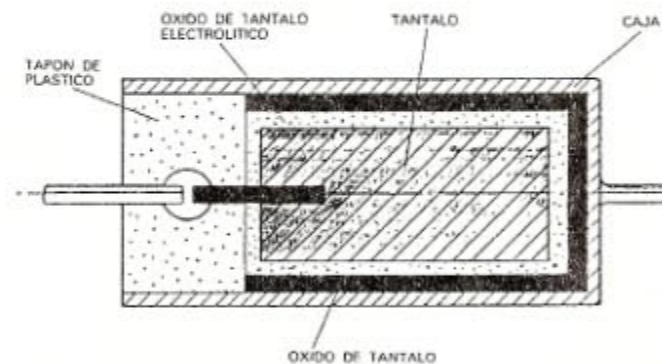


Figura 4-27