

## CLASE 2: LEY DE GAUSS



universidad de buenos aires - exactas  
departamento de Física

24 de agosto de 2021

# CLASE 2

- Ley de Gauss
  - ▶ Hilo infinito
  - ▶ Cilindro Infinito
  - ▶ Plano infinito

# LEY DE GAUSS

Recordemos la Ley de Gauss:

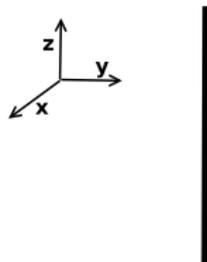
$$\iint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iiint \nabla \cdot \vec{E} dV = \iiint \frac{\rho}{\epsilon_0} dV = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0} \quad (1)$$

donde la doble integral refiere a una superficie cerrada y  $Q_{enc}$  refiere a la carga encerrada por esa superficie. En configuraciones de carga con alta simetría en las que se pueda elegir una superficie cerrada tal que:

- El campo eléctrico sea normal a la superficie.
- El módulo del campo eléctrico sea constante en esa superficie.

se puede usar esta ley para obtener el módulo del campo eléctrico. A continuación vamos a resolver el Ejercicio 8 de la guía para lo cual necesitaremos usar consideraciones de simetría para poder saber a priori la dependencia y dirección del campo y luego utilizaremos la ley de Gauss para obtener la expresión exacta del campo.

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$

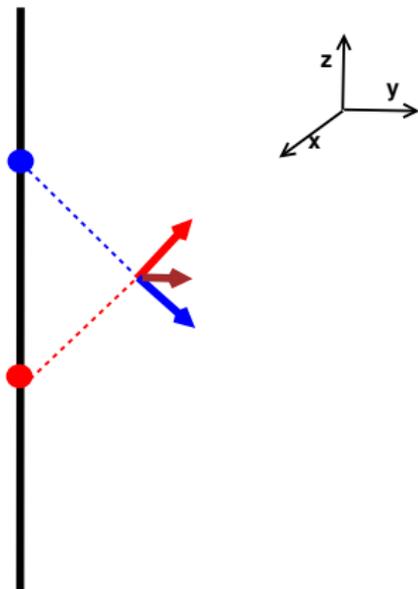


Primero vamos a ver la dependencia del campo. Elijo coordenadas cilíndricas porque me van a facilitar el análisis. Lo primero que tenemos que notar es

que para esta configuración de cargas tenemos simetría de rotación alrededor del eje  $z$  y de traslación alrededor del eje  $z$ . Esto quiere decir que si roto a la configuración de cargas (en este caso el hilo) un ángulo  $\phi$  alrededor del eje  $z$ , obtengo la misma configuración de cargas, y lo mismo sucede si traslado la configuración de cargas a lo largo del eje  $z$ , ya que al ser un hilo infinito, obtengo otro hilo infinito. Como conclusión de lo anterior, el campo de un hilo infinito sólo va a depender de la coordenada  $r$  de coordenadas cilíndricas:  $E = E(r)$ .

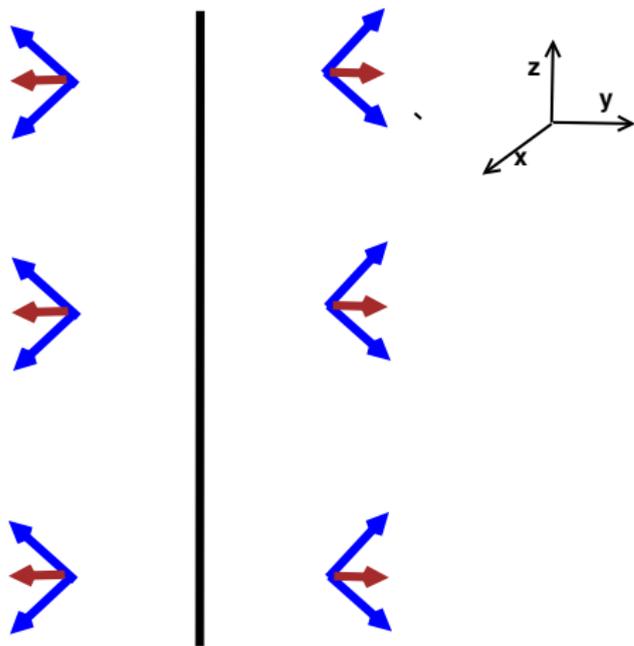
# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$

Ahora vemos la dirección del campo que siempre será la dirección de  $\vec{r} - \vec{r}'$ .



En la figura se puede ver la dirección de la contribución al campo eléctrico de dos  $\delta q$  (en el dibujo uno en rojo y el otro en azul) a un punto campo, donde ambos  $\delta q$  están ubicados a la misma distancia del punto campo.

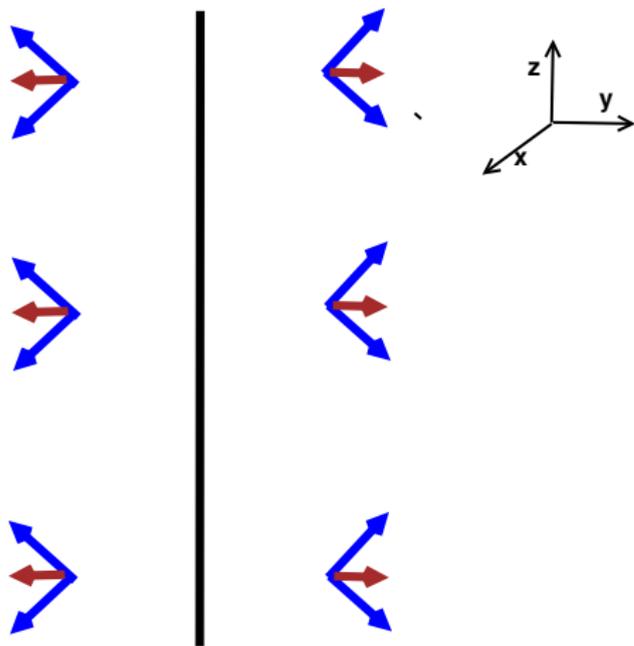
# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$



El razonamiento de la figura anterior se puede extender a todos los puntos campo del espacio, algunos se pueden ver en la figura. Por lo tanto el campo eléctrico de un hilo infinito:

$$\vec{E}(\vec{r}) = E(r)\hat{r}$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$



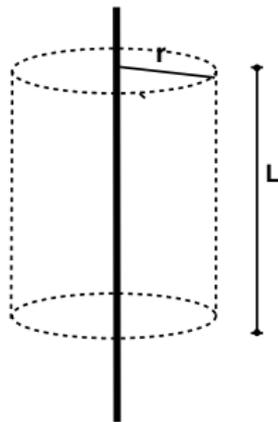
El razonamiento de la figura anterior se puede extender a todos los puntos campo del espacio, algunos se pueden ver en la figura. Por lo tanto el campo eléctrico de un hilo infinito:

$$\vec{E}(\vec{r}) = E(r)\hat{r}$$

A continuación vamos a usar la ley de Gauss para obtener la expresión exacta del campo eléctrico de un hilo infinito en todo el espacio.

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$

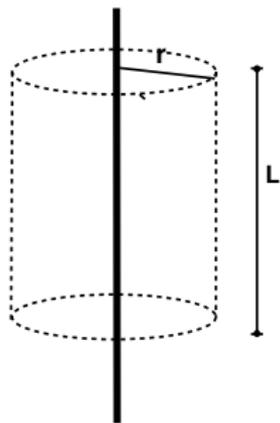
Las superficie de Gauss que vamos a usar para obtener el campo del hilo, es un cilindro de radio  $r$  y altura  $L$  cuyo eje de simetría coincide con la posición del hilo. La expresión del campo eléctrico  $\vec{E}$  NO DEBE DEPENDER DE LOS PARAMETROS DEL CILINDRO ya que es una herramienta auxiliar para realizar el cálculo.



$$\int \int E(r) \hat{r} \cdot d\vec{S} = \int \int_{\text{TAPA}_{\text{SUP}}} E(r) \hat{r} \cdot \hat{z} r dr d\phi +$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$

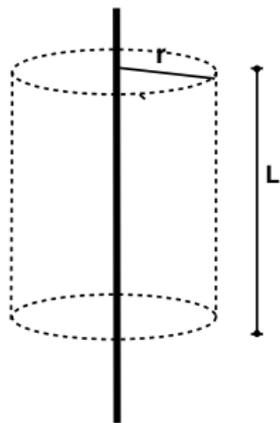
Las superficie de Gauss que vamos a usar para obtener el campo del hilo, es un cilindro de radio  $r$  y altura  $L$  cuyo eje de simetría coincide con la posición del hilo. La expresión del campo eléctrico  $\vec{E}$  NO DEBE DEPENDER DE LOS PARAMETROS DEL CILINDRO ya que es una herramienta auxiliar para realizar el cálculo.



$$\int \int E(r) \hat{r} \cdot d\vec{S} = \int \int_{\text{TAPA}_{\text{SUP}}} E(r) \hat{r} \cdot \hat{z} r dr d\phi + \int \int_{\text{TAPA}_{\text{INF}}} E(r) \hat{r} \cdot (-\hat{z}) r dr d\phi +$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$

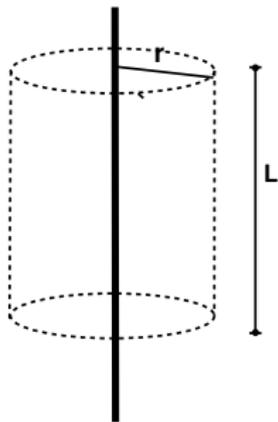
Las superficie de Gauss que vamos a usar para obtener el campo del hilo, es un cilindro de radio  $r$  y altura  $L$  cuyo eje de simetría coincide con la posición del hilo. La expresión del campo eléctrico  $\vec{E}$  NO DEBE DEPENDER DE LOS PARAMETROS DEL CILINDRO ya que es una herramienta auxiliar para realizar el cálculo.



$$\int \int E(r) \hat{r} \cdot d\vec{S} = \int \int_{\text{TAPA}_{\text{SUP}}} E(r) \hat{r} \cdot \hat{z} r dr d\phi + \int \int_{\text{TAPA}_{\text{INF}}} E(r) \hat{r} \cdot (-\hat{z}) r dr d\phi + \int \int_{\text{PARED}} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r dz d\phi$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$

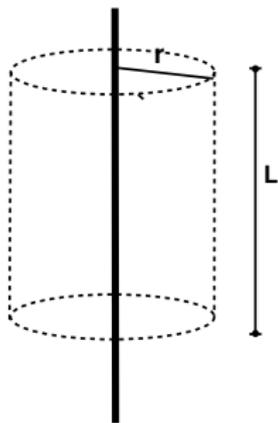
Las superficie de Gauss que vamos a usar para obtener el campo del hilo, es un cilindro de radio  $r$  y altura  $L$  cuyo eje de simetría coincide con la posición del hilo. La expresión del campo eléctrico  $\vec{E}$  NO DEBE DEPENDER DE LOS PARAMETROS DEL CILINDRO ya que es una herramienta auxiliar para realizar el cálculo.



$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$

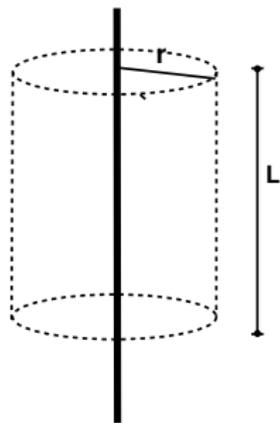
Las superficie de Gauss que vamos a usar para obtener el campo del hilo, es un cilindro de radio  $r$  y altura  $L$  cuyo eje de simetría coincide con la posición del hilo. La expresión del campo eléctrico  $\vec{E}$  NO DEBE DEPENDER DE LOS PARAMETROS DEL CILINDRO ya que es una herramienta auxiliar para realizar el cálculo.



$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$
$$2\pi L E(r) r = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{-L/2}^{L/2} \lambda dz$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$

Las superficie de Gauss que vamos a usar para obtener el campo del hilo, es un cilindro de radio  $r$  y altura  $L$  cuyo eje de simetría coincide con la posición del hilo. La expresión del campo eléctrico  $\vec{E}$  NO DEBE DEPENDER DE LOS PARAMETROS DEL CILINDRO ya que es una herramienta auxiliar para realizar el cálculo.

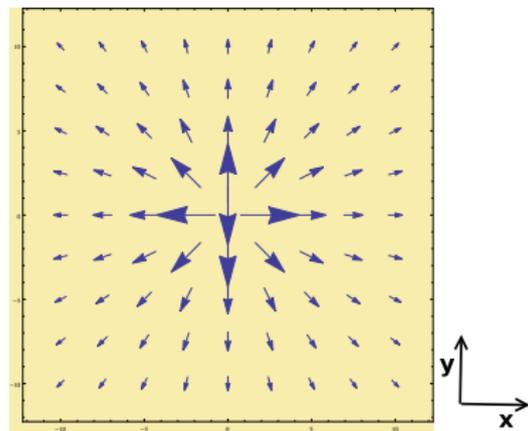


$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$
$$2\pi L E(r) r = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{-L/2}^{L/2} \lambda dz$$
$$2\pi L E(r) r = \frac{\lambda L}{\epsilon_0}$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$

El campo eléctrico de un hilo infinito se puede expresar:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \hat{r}$$



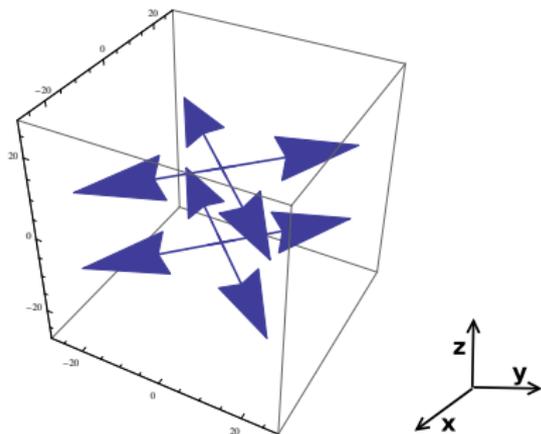
En la figura de la izquierda, se muestra el gráfico del campo eléctrico del hilo en el plano  $xy$ , es decir,  $z = \text{cte}$ : un campo con dirección radial y cuya intensidad disminuye con la distancia al centro del hilo.

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN HILO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA LINEAL UNIFORME $\lambda$

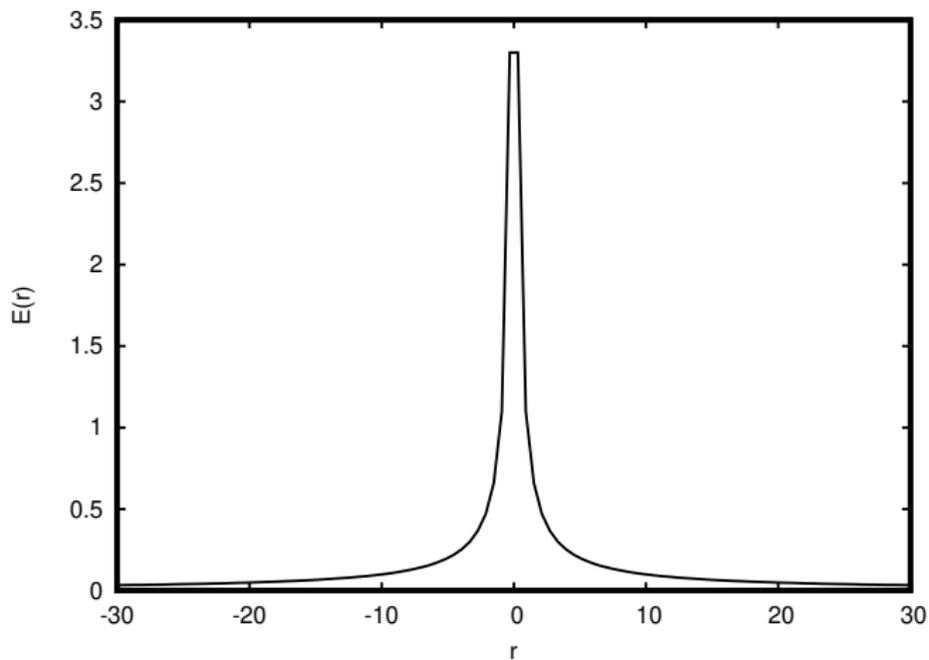
El campo eléctrico de un hilo infinito cargado en todo el espacio:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \hat{r}$$

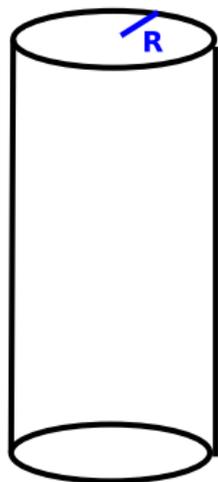
En la figura de la izquierda, se muestra el gráfico del campo eléctrico del hilo en 3D, para cada plano  $z = \text{cte}$  hay un gráfico igual a la filmina anterior.



Por último, graficamos  $E(r)$  en función de  $r$ :

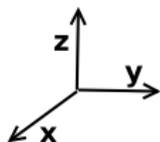


# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

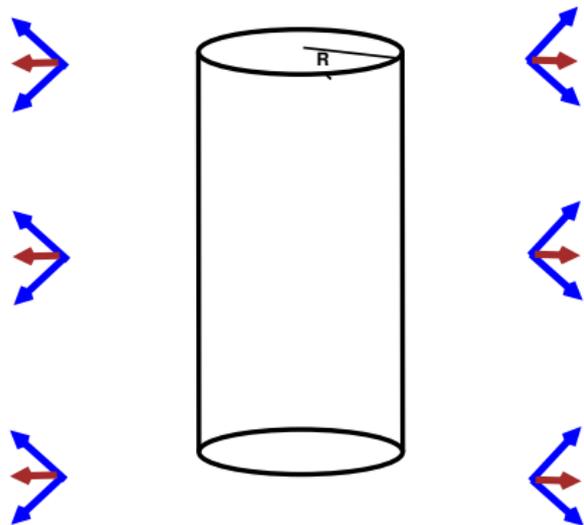


Nuevamente elegiremos coordenadas cilíndricas para analizar la dependencia del campo. Al igual que en el caso del hilo infinito cargado, para esta configuración de cargas hay simetría de rotación alrededor del eje  $z$  y de traslación en el eje  $z$ . Por lo tanto:

$$E = E(r)$$



# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

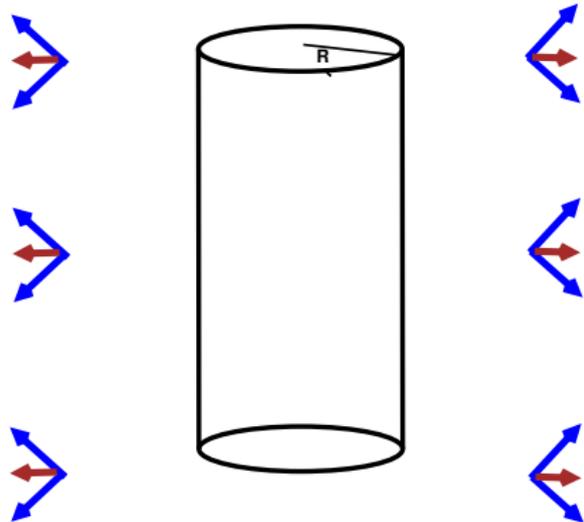


Análogamente  
al caso del hilo, se puede ver que:

$$\vec{E} = E(r)\hat{r}$$

donde  $r$  y  $\hat{r}$   
refieren a coordenadas cilíndricas.

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$



CILINDROS

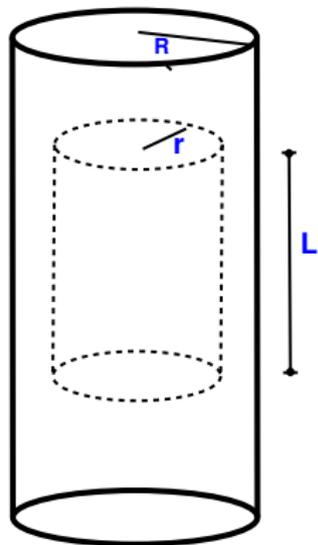
Análogamente  
al caso del hilo, se puede ver que:

$$\vec{E} = E(r)\hat{r}$$

donde  $r$  y  $\hat{r}$   
refieren a coordenadas cilíndricas.  
Como superficies de Gauss vamos  
a elegir cilindros concéntricos de  
radio  $r$  y altura  $L$ . **RECUERDEN  
QUE EL CAMPO ELECTRICO  
NO PUEDE DEPENDER DE  
LOS PARAMETROS DE ESTOS**

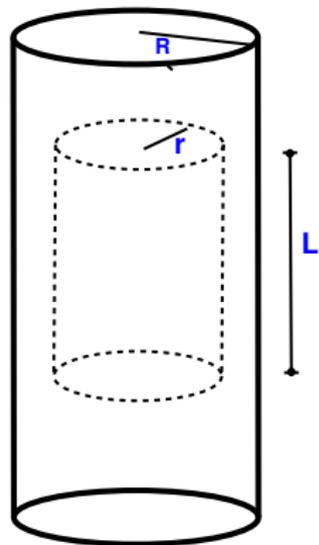
# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

Comenzamos por el caso  $r < R$ :



# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

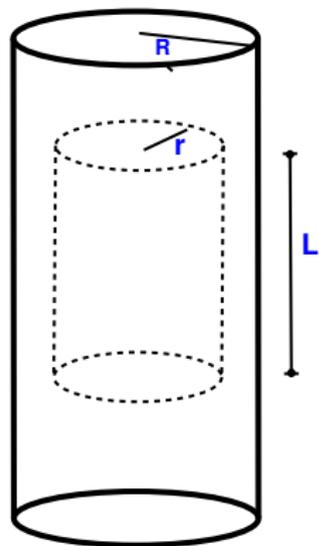
Comenzamos por el caso  $r < R$ :



$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0} = \int_V \rho dV$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

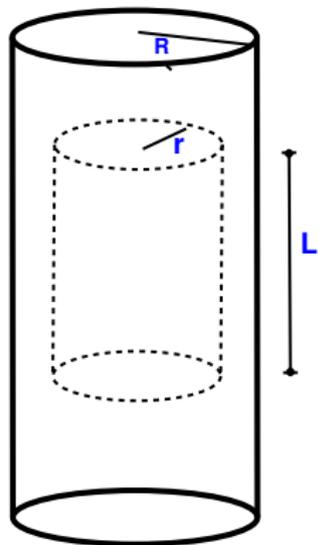
Comenzamos por el caso  $r < R$ :



$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0} = \int_V \rho dV$$
$$2\pi L E(r) r = \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} \int_0^r \frac{\rho}{\epsilon_0} r dr d\phi dz$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

Comenzamos por el caso  $r < R$ :



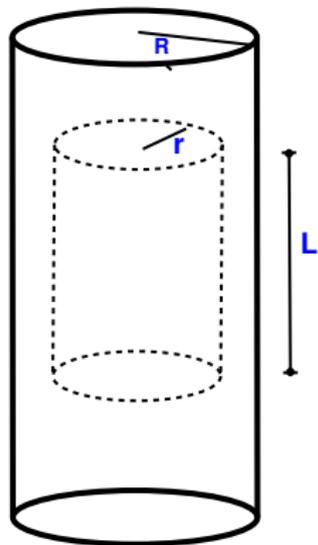
$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0} = \int_V \rho dV$$

$$2\pi L E(r) r = \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} \int_0^r \frac{\rho}{\epsilon_0} r dr d\phi dz$$

$$2\pi L E(r) r = \frac{\rho \pi r^2 L}{\epsilon_0}$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

Comenzamos por el caso  $r < R$ :



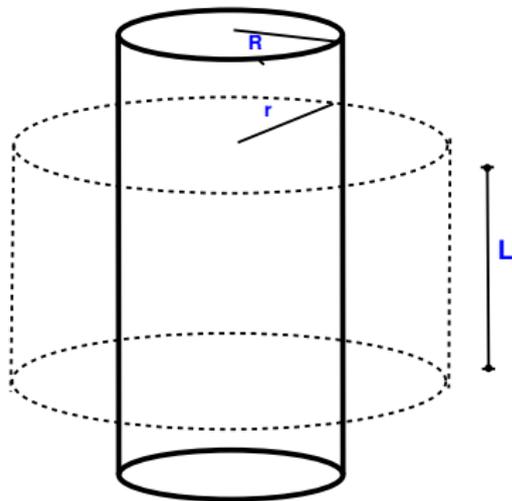
$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0} = \int_V \rho dV$$
$$2\pi L E(r) r = \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} \int_0^r \frac{\rho}{\epsilon_0} r dr d\phi dz$$
$$2\pi L E(r) r = \frac{\rho \pi r^2 L}{\epsilon_0}$$

Por lo tanto para  $r < R$ :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\rho r}{2\epsilon_0} \hat{r}$$

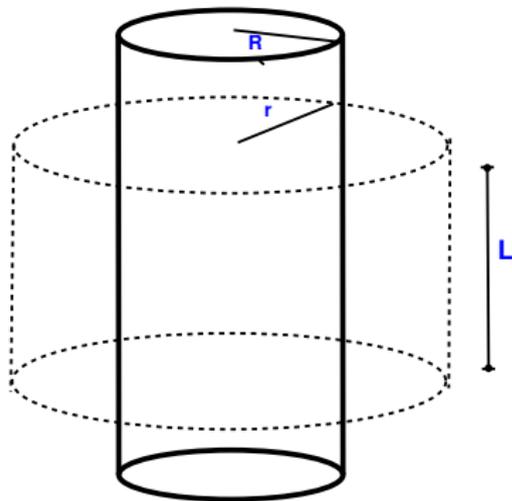
# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

Seguimos con el caso  $r > R$ :



# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

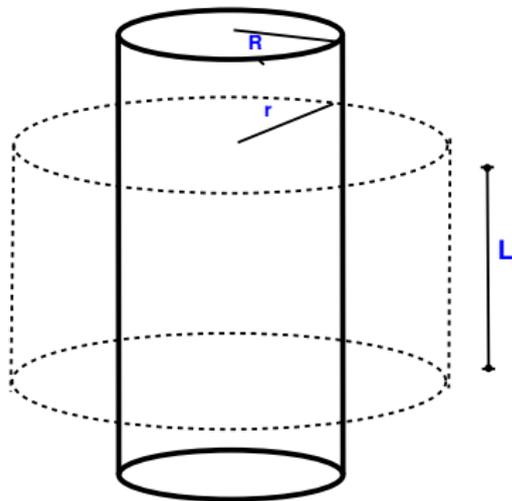
Seguimos con el caso  $r > R$ :



$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

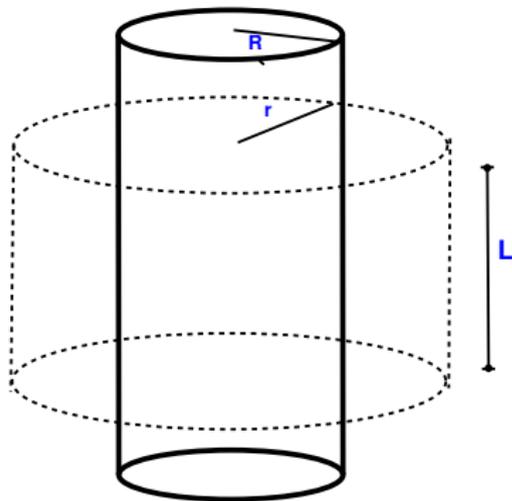
Seguimos con el caso  $r > R$ :



$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$
$$2\pi L E(r) r = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

Seguimos con el caso  $r > R$ :



$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$

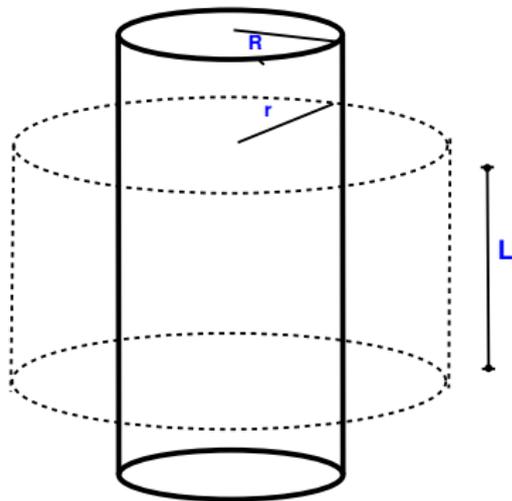
$$2\pi L E(r) r = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$

Ahora calculemos  $Q_{enc}$ :

$$Q_{enc} = \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \rho r dr d\phi dz$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

Seguimos con el caso  $r > R$ :



$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$

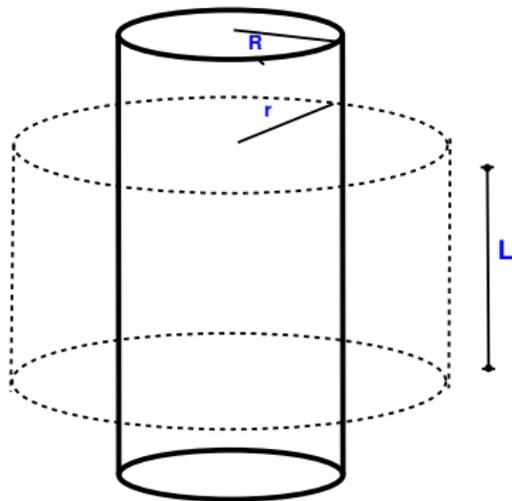
$$2\pi L E(r) r = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$

Ahora calculemos  $Q_{enc}$ :

$$\begin{aligned} Q_{enc} &= \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \rho r dr d\phi dz \\ &= \rho \pi R^2 L \end{aligned}$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

Seguimos con el caso  $r > R$ :



$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} E(r) \hat{r} \cdot \hat{r} r d\phi dz = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$

$$2\pi L E(r) r = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$

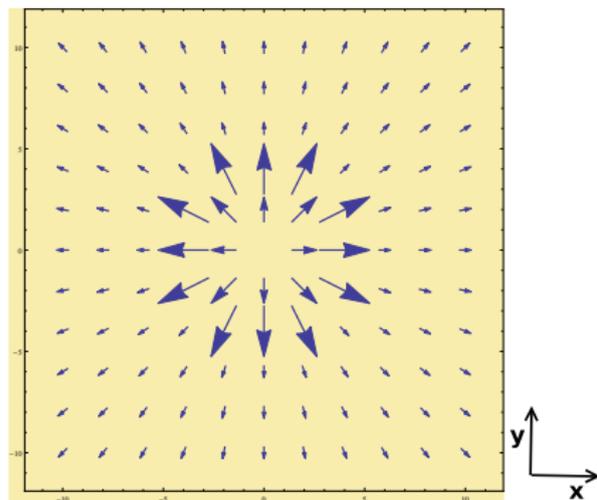
Ahora calculemos  $Q_{enc}$ :

$$\begin{aligned} Q_{enc} &= \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \rho r dr d\phi dz \\ &= \rho \pi R^2 L \end{aligned}$$

Entonces para  $r > R$

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0 r} \hat{r}$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

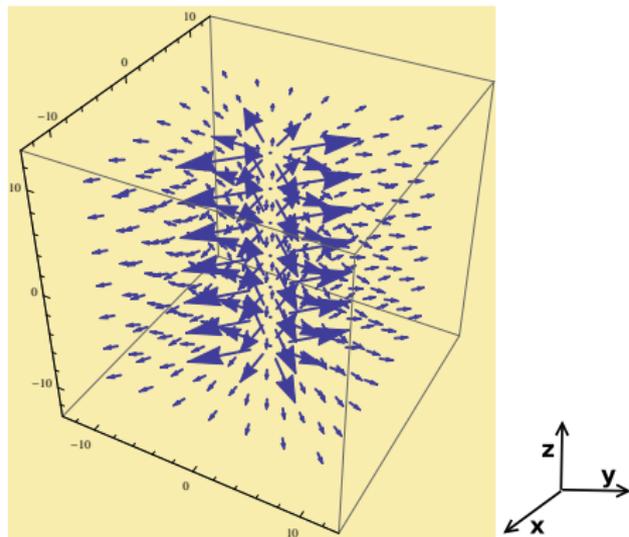


Resumiendo:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{\rho r}{2\epsilon_0} \hat{r}, & r \leq R, \\ \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0 r} \hat{r}, & r > R. \end{cases}$$

En la figura se muestra el campo eléctrico de un cilindro cargado uniformemente en volumen en el plano  $xy$ , es decir  $z = \text{cte.}$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN CILINDRO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$ Y RADIO $R$

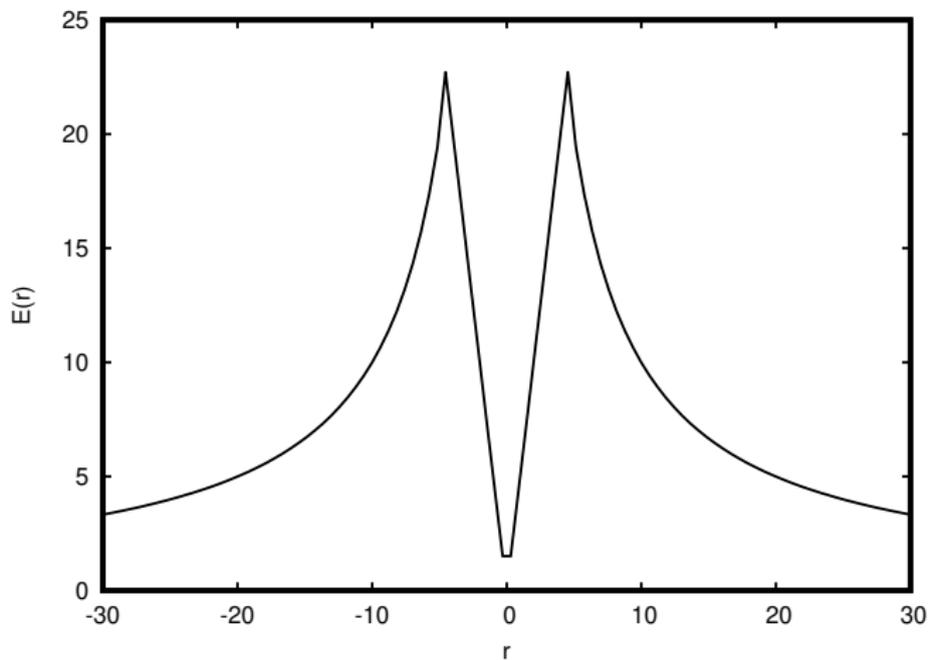


Resumiendo:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{\rho r}{2\epsilon_0} \hat{r}, & r \leq R, \\ \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0 r} \hat{r}, & r > R. \end{cases}$$

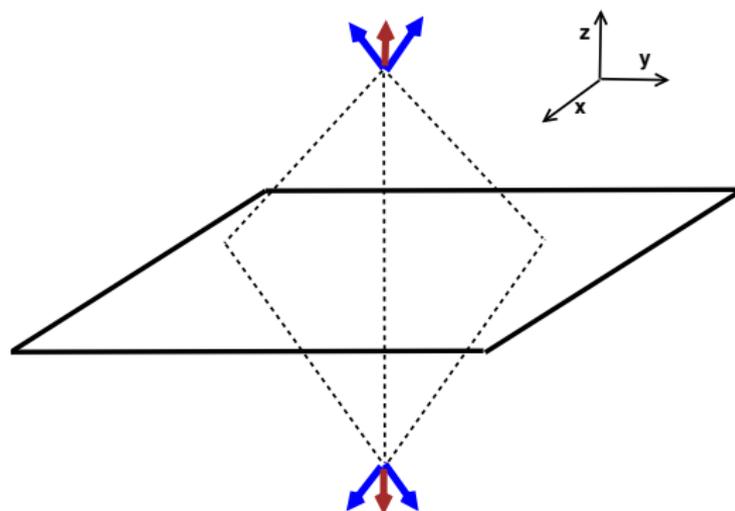
En la figura se muestra el campo eléctrico de un cilindro cargado uniformemente en volumen.

Por último, graficamos  $E(r)$  en función de  $r$ :



# CAMPO ELÉCTRICO DE UN PLANO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\sigma$

En primer lugar veamos de qué coordenadas depende el campo y cuál es su dirección.

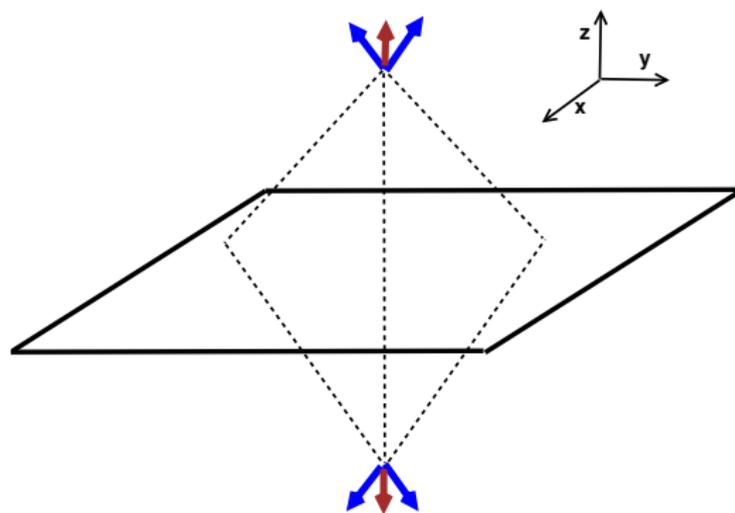


Se puede ver que la configuración de cargas tiene simetría de traslación en los ejes  $x$  e  $y$  y por lo tanto:

$$E = E(z)$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN PLANO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\sigma$

En primer lugar veamos de qué coordenadas depende el campo y cuál es su dirección.



Se puede ver que la configuración de cargas tiene simetría de traslación en los ejes  $x$  e  $y$  y por lo tanto:

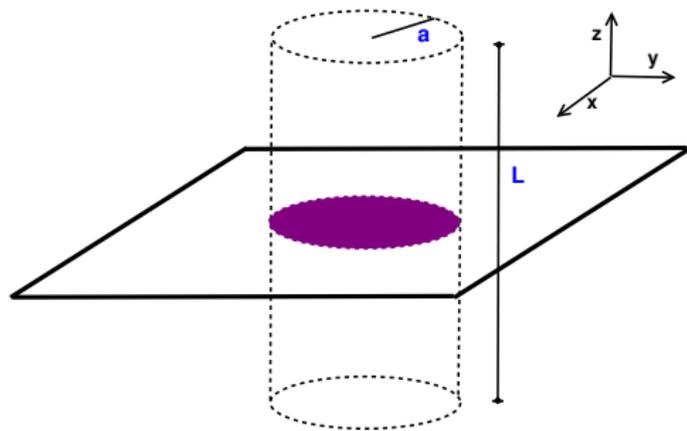
$$E = E(z)$$

Por otra parte, del dibujo podemos inferir que:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} E(|z|)\hat{z} & z > 0 \\ -E(|z|)\hat{z} & z < 0 \end{cases}$$

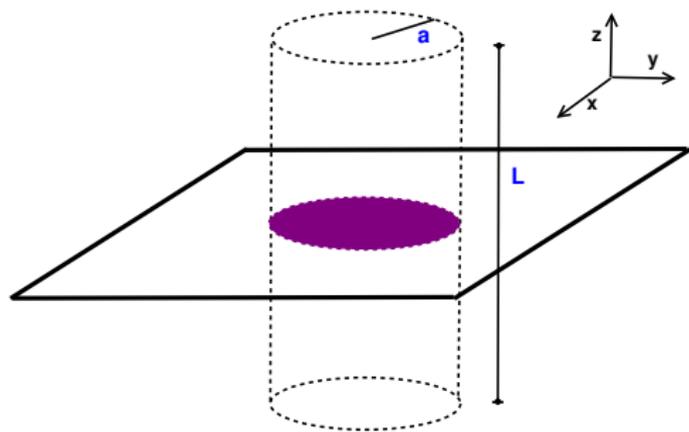
# CAMPO ELÉCTRICO DE UN PLANO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\sigma$

Como superficie de Gauss vamos a utilizar un cilindro de radio  $a$  y altura  $L$  como se puede ver en la figura. RECORDAR QUE EL CAMPO ELECTRICO NO DEBE DEPENDER DE LOS PARAMETROS DE CILINDRO.



# CAMPO ELÉCTRICO DE UN PLANO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\sigma$

Como superficie de Gauss vamos a utilizar un cilindro de radio  $a$  y altura  $L$  como se puede ver en la figura. RECORDAR QUE EL CAMPO ELECTRICO NO DEBE DEPENDER DE LOS PARAMETROS DE CILINDRO.



$$\iint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iint_{\text{TAPA}_1} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \iint_{\text{TAPA}_2} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \iint_{\text{PARED}} \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

donde  $\text{TAPA}_1$  refiere a la tapa superior del cilindro y  $\text{TAPA}_2$  refiere a la tapa inferior del cilindro.

## CAMPO ELÉCTRICO DE UN PLANO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\sigma$

La normal a la pared del cilindro se puede escribir como  $\vec{n} = \hat{r}$  y como  $\vec{E} = \pm E(z)\hat{z}$  entonces sólo van a contribuir las integrales de las tapas del cilindro.

## CAMPO ELÉCTRICO DE UN PLANO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\sigma$

La normal a la pared del cilindro se puede escribir como  $\vec{n} = \hat{r}$  y como  $\vec{E} = \pm E(z)\hat{z}$  entonces sólo van a contribuir las integrales de las tapas del cilindro.

$$\begin{aligned}\iint \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \int_0^a \int_0^{2\pi} E(z) \hat{z} \cdot \hat{z} r dr d\phi + \int_0^a \int_0^{2\pi} E(-z) (\hat{z}) \cdot (-\hat{z}) r dr d\phi \\ &= \int_0^a \int_0^{2\pi} E(z) \hat{z} \cdot \hat{z} r dr d\phi + \int_0^a \int_0^{2\pi} E(z) (-\hat{z}) \cdot (-\hat{z}) r dr d\phi \\ &= \pi a^2 E(z) + \pi a^2 E(z)\end{aligned}$$

donde entre el primer paso y el segundo usamos que  $E(-z)\hat{z} = -E(z)\hat{z}$ .

## CAMPO ELÉCTRICO DE UN PLANO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\sigma$

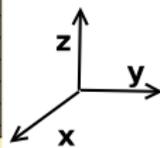
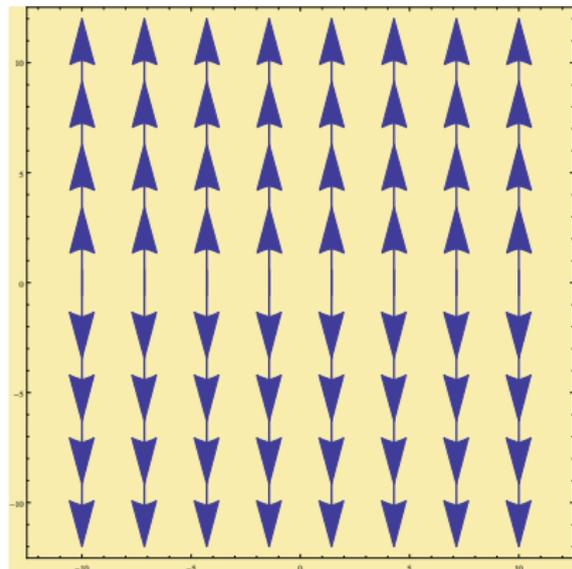
La normal a la pared del cilindro se puede escribir como  $\vec{n} = \hat{r}$  y como  $\vec{E} = \pm E(z)\hat{z}$  entonces sólo van a contribuir las integrales de las tapas del cilindro.

$$\begin{aligned}\iint \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \int_0^a \int_0^{2\pi} E(z) \hat{z} \cdot \hat{z} r dr d\phi + \int_0^a \int_0^{2\pi} E(-z) (\hat{z}) \cdot (-\hat{z}) r dr d\phi \\ &= \int_0^a \int_0^{2\pi} E(z) \hat{z} \cdot \hat{z} r dr d\phi + \int_0^a \int_0^{2\pi} E(z) (-\hat{z}) \cdot (-\hat{z}) r dr d\phi \\ &= \pi a^2 E(z) + \pi a^2 E(z)\end{aligned}$$

donde entre el primer paso y el segundo usamos que  $E(-z)\hat{z} = -E(z)\hat{z}$ .  
Calculamos ahora la carga encerrada:

$$Q_{enc} = \int_0^a \int_0^{2\pi} \sigma r dr d\phi = \sigma \pi a^2$$

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN PLANO INFINITO CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\sigma$

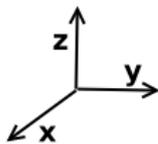
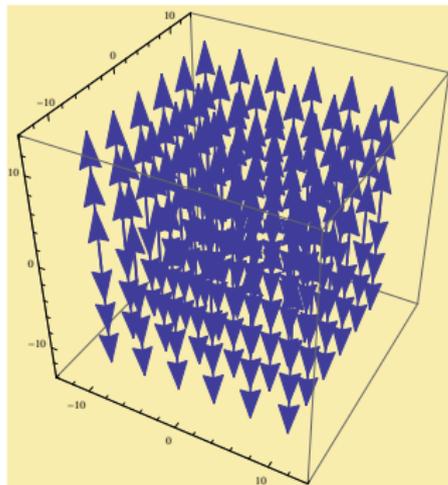


Entonces

$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \hat{z} & z > 0 \\ -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \hat{z} & z < 0 \end{cases}$$

En la figura se muestra el campo eléctrico del plano con densidad de carga  $\sigma$  en el plano  $yz$ . El eje vertical es el eje  $z$ . Un gráfico similar corresponde al plano  $yz$ .

# CAMPO ELÉCTRICO DE UN PLANO INFINITO CON CARGA UNIFORME $\sigma$

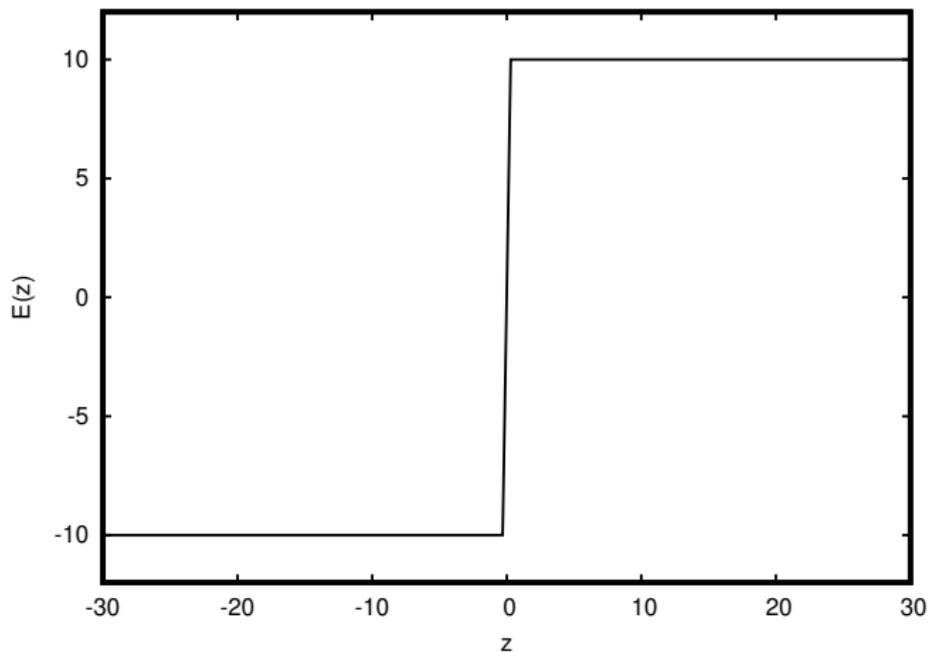


Entonces

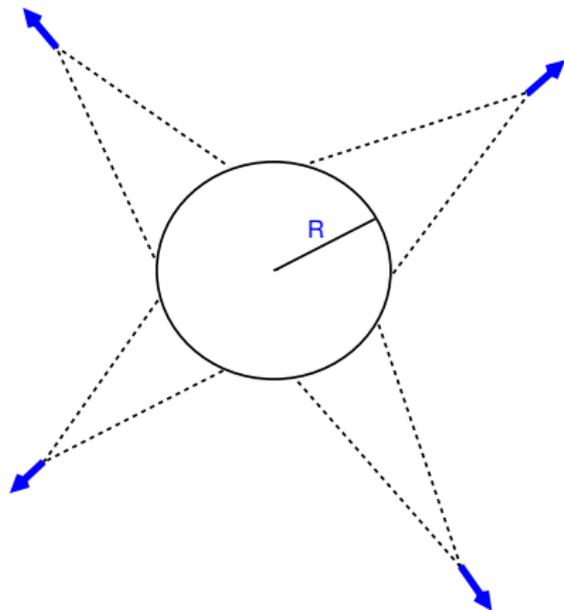
$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \hat{z} & z > 0 \\ -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \hat{z} & z < 0 \end{cases}$$

En la figura se muestra el campo eléctrico del plano con densidad de carga  $\sigma$  en todo el espacio.

Por último, graficamos  $E(z)$  en función de  $z$ :



# CAMPO ELÉCTRICO DE UNA ESFERA CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$



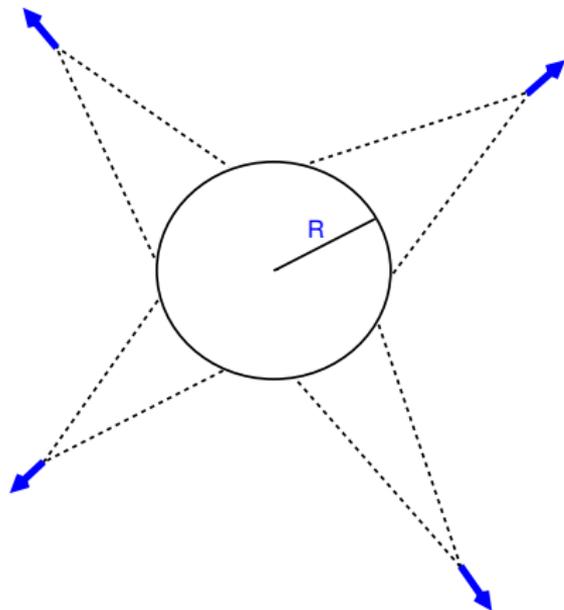
Del dibujo se puede ver que el campo eléctrico de una esfera:

$$\vec{E} = E(r)\hat{r}$$

donde

$r$  y  $\hat{r}$  refieren a coordenadas esféricas.

# CAMPO ELÉCTRICO DE UNA ESFERA CON DENSIDAD DE CARGA UNIFORME $\rho$



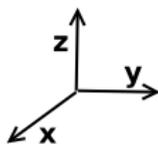
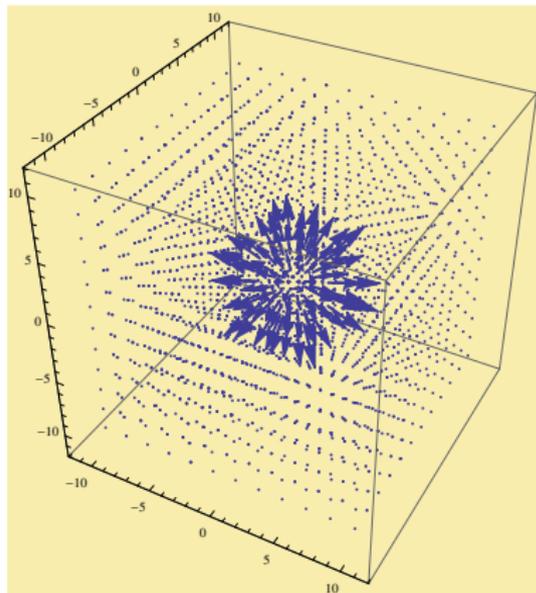
Del dibujo se puede ver que el campo eléctrico de una esfera:

$$\vec{E} = E(r)\hat{r}$$

donde

$r$  y  $\hat{r}$  refieren a coordenadas esféricas. Las superficies de Gauss que conviene elegir son esferas concéntricas a la esfera cargada. Conviene elegir una esfera con radio  $r < R$  y otra con  $r > R$ .

# CAMPO ELÉCTRICO DE UNA ESFERA CON CARGA UNIFORME $\rho$



En la figura se muestra el campo eléctrico de una esfera en todo el espacio. Se puede ver que el campo tendrá una expresión para  $r < R$  y otra para  $r > R$ .

# LEY DE GAUSS

En resumen, para calcular el campo eléctrico usando la ley de Gauss, se debe seguir los siguientes pasos:

- Elegir un sistema de coordenadas
- Usar las simetrías de la configuración de cargas para deducir de qué coordenadas depende el campo y cual es su dirección.
- Elegir una superficie de Gauss apropiada para aplicar la ley de Gauss.
- Aplicar la ley de Gauss y calcular el campo eléctrico.