FÍSICA - ONDAS, ELETRICIDADE E MAGNETISMO

ELETROSTÁTICA

Autor: Dr. Hugo M. Vasconcelos

Revisor: Rosalvo Miranda

INICIAR

introdução

Introdução

Atualmente podemos encontrar inúmeros aparelhos eletrônicos que funcionam de acordo com os princípios da física, principalmente usando os conceitos de eletromagnetismo, ou seja, uma combinação de fenômenos magnéticos e elétricos. Esses conceitos estão presentes em aparelhos como câmeras digitais, televisores, celulares, de forma a aderir em filmes de plástico ou materiais de vidro. Logo, podemos explicar vários fenômenos ao nosso redor, como o flash de uma câmera, mas também a formação de um relâmpago em dias chuvosos, a aurora boreal e até mesmo um arco-íris. A ciência do eletromagnetismo foi proposta por vários pensadores ao redor do mundo. Um dos principais foi Michael Faraday, que observou e descreveu fenômenos físicos. Um grande sinal do seu talento foi demonstrado quando descobrimos que seus cadernos e anotações possuíam não apenas uma equação, mas várias delas sistematizadas em um pensamento lógico e científico usado até na atualidade. Já no século XIX, podemos analisar os pensamentos de James Clerck Maxwell, onde surgem as proposições de Faraday juntamente com a matemática, introduzindo ideias próprias com uma base teórica sólida para o estudo do eletromagnetismo. Vamos começar a discutir os conceitos da elétrica para então compreender o estudo das cargas e forças associadas.

Força e Campo Elétrico

Os estudos a respeito da eletricidade remontam a sociedades antigas, como gregos, influenciadores para as ideias de Franklin e Coulomb. Já no século XIX, Oested demonstrou que fenômenos elétricos e magnéticos estavam interligados, ao observar que um objeto de metal poderia ser perturbado quando colocado próximo de um fio onde passa uma corrente elétrica.

Considerando como sabida a presença de cargas elétricas diferentes (positivas e negativas), eletrificação devido à indução, atração e repulsão, consideramos a unidade Coulomb (C) para definir uma carga elétrica, como proposto pelo Sistema Internacional.

Além disso, iremos considerar que a carga é conservada e pelo princípio da quantização de carga, é possível afirmar que cada carga tem um valor inteiro de $e = 1,602 \times 10^{-19}\ C$, ou seja, logo, não existe um valor de carga menor que o proposto por e.

$1,6 \times 10^{-19}$ C → menor valor possível

Lei de Coulomb

A princípio, supomos duas cargas q_1 e q_2 distanciadas uma da outra por uma distância re isoladas uma da outra pelo vácuo, como disposto na Figura 2.1.

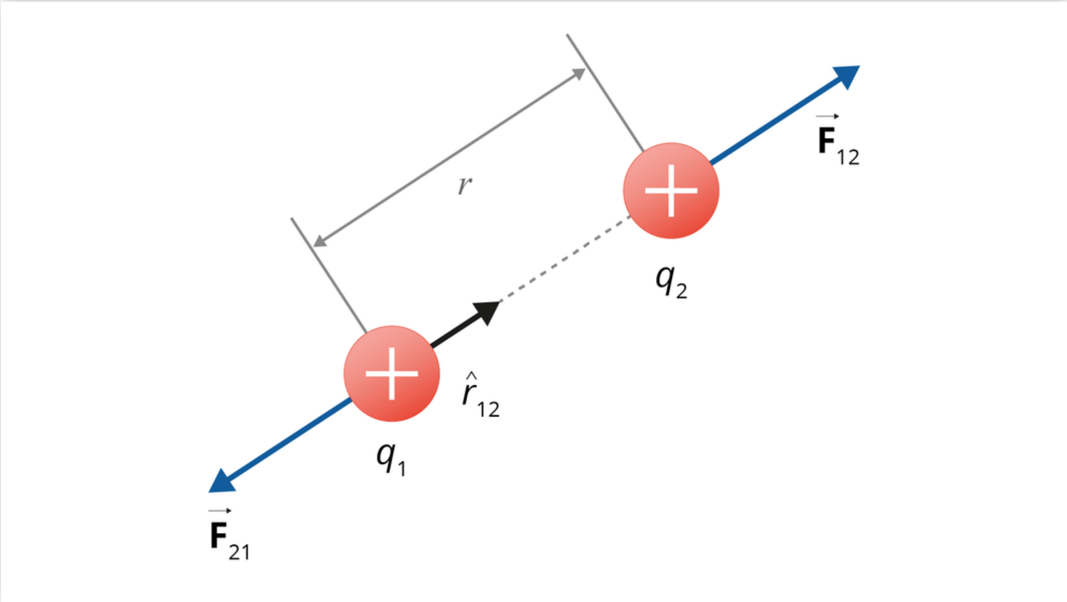


Figura 2.1 - Duas cargas elétricas pontuais e positivas exercem força uma sobre a outra.
Fonte: Serway e Jewett Jr. (2017, p. 7).

Usando os princípios da lei de Coulomb, podemos afirmar que a força elétrica existente entre duas cargas é diretamente proporcional ao produto entre elas e inversamente proporcional ao quadrado entre suas distâncias.

Assim, a direção seguida pela força é a linha que passa nas duas cargas. Logo, quando as duas cargas estiverem com o mesmo sinal, como demonstrado na Figura 2.1, estaremos diante de uma força chamada de repulsiva, mas quando as cargas tiverem sinais opostos, a força será chamada de atrativa, como é possível verificar na Figura 2.2.

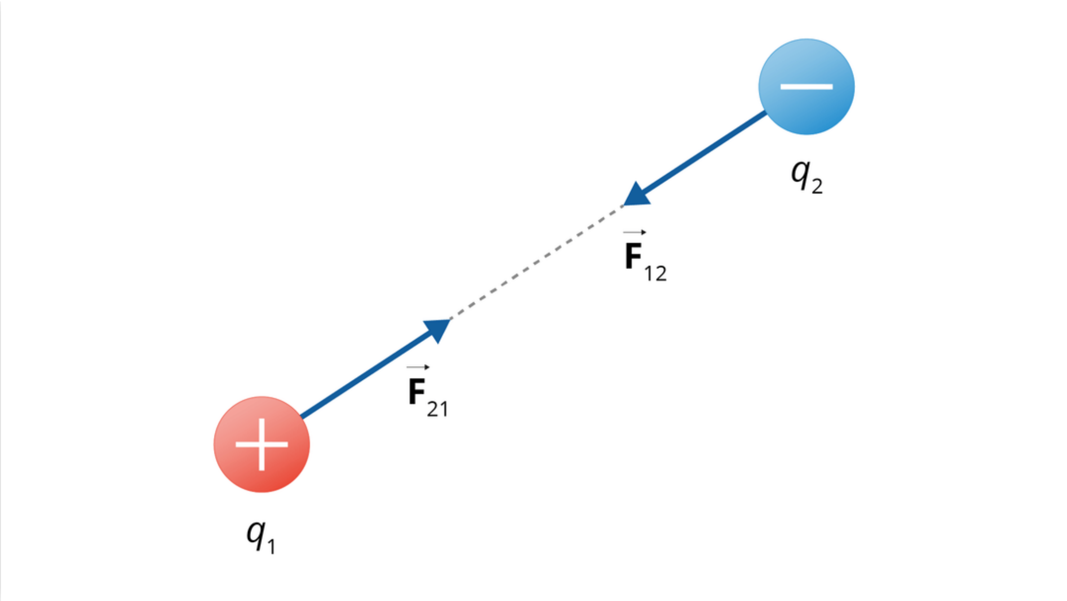


Figura 2.2 - Duas cargas elétricas pontuais, sendo uma positiva e outra negativa
Fonte: Serway e Jewett Jr. (2017, p. 7).

As forças elétricas obedecem à terceira lei de Newton, de forma que uma carga estará exercendo influência sobre a outra e são iguais apenas em módulo, mas opostas em sentido. Matematicamente a Lei de Coulomb pode ser expressa por,

$\vec{F}_{12} = k_e \frac{q_1 q_2}{r^2} \hat{r}_{12}$ (1)

onde $\vec{F}_{ij}$ é a força que a partícula i exerce sobre a partícula j, r é a distância entre as duas partículas e $\hat{r}_{12}$ é o vetor unitário na direção da partícula 1 para 2.

No Sistema Internacional, o valor da constante elétrica k é $8,988 \times 10^9 N.m^2/C^2$ e o valor da permissividade elétrica no vácuo ε_0 é $8,854 \times 10^{-12} C^2/N.m^2$.

Quando temos mais de 2 cargas, a força elétrica entre os pares e cargas será expresso pela equação abaixo:

$\overrightarrow{F}_1 = \overrightarrow{F_{21}} + \overrightarrow{F_{31}} + \ldots + \overrightarrow{F}_{ij}$ (2)

onde cada termo da expressão (2) é a força sobre a partícula de referência.

Campo Elétrico

Agora vamos supor que temos, em uma região do espaço, uma carga (ou talvez uma distribuição de cargas) chamada de carga fonte. Essa carga irá perturbar todo o ambiente de modo que ao colocarmos uma outra partícula carregada, chamada de carga de prova, ela irá sentir a ação de uma força que não existiria se não houvesse a carga fonte. Logo, mesmo que não houvesse a carga de prova, é considerável observar que as propriedades desse espaço foram modificadas. Assim, só poderemos detectar essa alteração devido à carga de prova, mas o que queremos observar é que a perturbação não depende da existência da carga de prova.

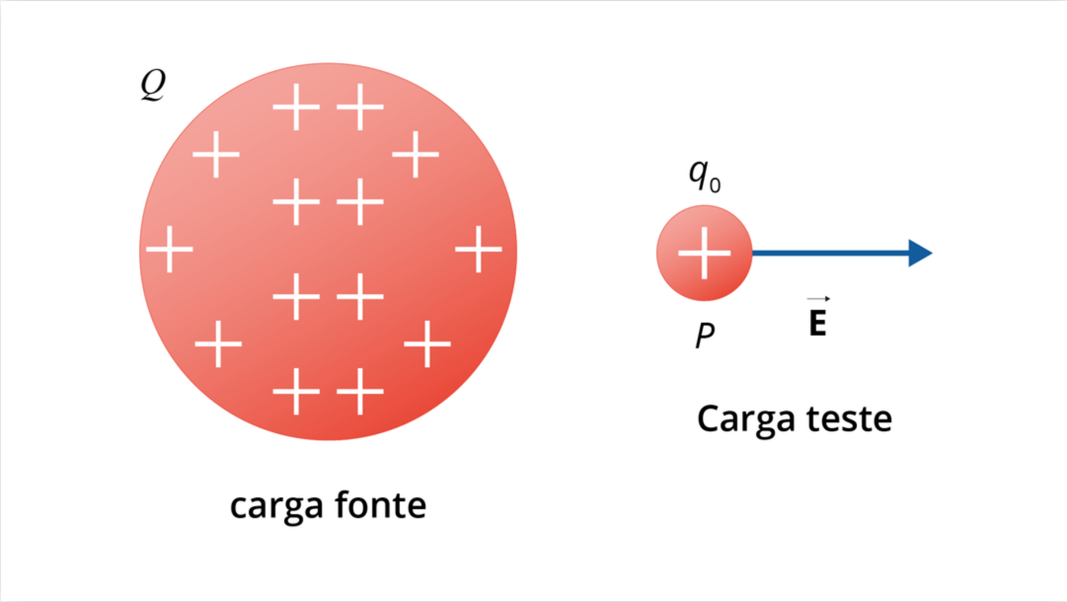


Figura 2.3 - Duas cargas elétricas pontuais, sendo uma positiva e outra negativa
Fonte: Serway e Jewett Jr. (2017, p. 11).

Para definirmos qual é essa propriedade, precisamos voltar à nossa carga de prova q_o, como mostrado na Figura 2.3, e inferirmos que tipo de perturbação ela está sofrendo. Se existir um campo elétrico não nulo nessa região, essa carga sofrerá uma força de módulo, direção e sentido bem definidos. Em outra linguagem, queremos pontuar que essa perturbação apresenta um caráter vetorial, pois quando colocarmos uma grandeza escalar (carga elétrica) em qualquer ponto desse campo, atuará sobre ela uma grandeza chamada de vetorial, que nada mais é que a força elétrica.

É preciso observar que se mudarmos o valor da carga de prova, a força também será alterada na mesma proporção, mas será mantida a mesma direção e sentido. Se trocarmos apenas o sinal dessa carga, a força também mudará apenas o sentido, de forma que manterá o seu módulo. Contudo, se modificarmos o valor da carga de prova, a razão entre a força e a carga nos levará a um valor único. Quando repetirmos essa operação, mas em outro ponto do espaço, obteremos um único valor para essa razão, mas com um valor diferente do obtido na primeira vez. Independente do ponto no espaço, essa característica se repete, de modo que podemos assumir que essa grandeza é uma função de ponto.

Nessa perspectiva, é possível definir como o vetor campo elétrico a razão gerada entre a força que atua sobre uma carga de prova sobre o valor da carga, ou seja:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_o} \quad (3)$$

→ força
→ carga de prova
→ campo elétrico

Logo, o campo elétrico foi gerado por outras cargas. Desse modo, ainda que a carga de prova não estivesse presente, o campo não deixaria de existir. Assim, o campo gerado por uma carga q_i em um ponto P será definido como:

$$\vec{E}_i = k_e \frac{q_i}{r_i^2} \hat{r}_i \, (4)$$

Onde r_i é a distância da carga q_i ao ponto P e $\hat{r}_i$ será um vetor único, onde a direção é o da reta que une q_i até P.

Da mesma forma que a Lei de Coulomb, para o cálculo do campo elétrico elaborado por uma distribuição discreta de cargas, esta pode ser escrita pelo princípio da superposição:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{21} + \vec{E}_{31} + \ldots + \vec{E}_{ij} \qquad (5)$$

Assim, podemos dizer que o campo elétrico total é o somatório de todas as contribuições naquele ponto.

Campo Elétrico para Distribuição Contínua de Cargas

Logo, o campo elétrico usado para uma distribuição contínua de cargas é também determinado a partir de um princípio chamado de superposição. Agora suponha que q seja uma carga de um objeto e que dq seja a carga representada no interior de um volume infinitesimal dV localizado dentro deste objeto, como mostra a Figura 2.4.

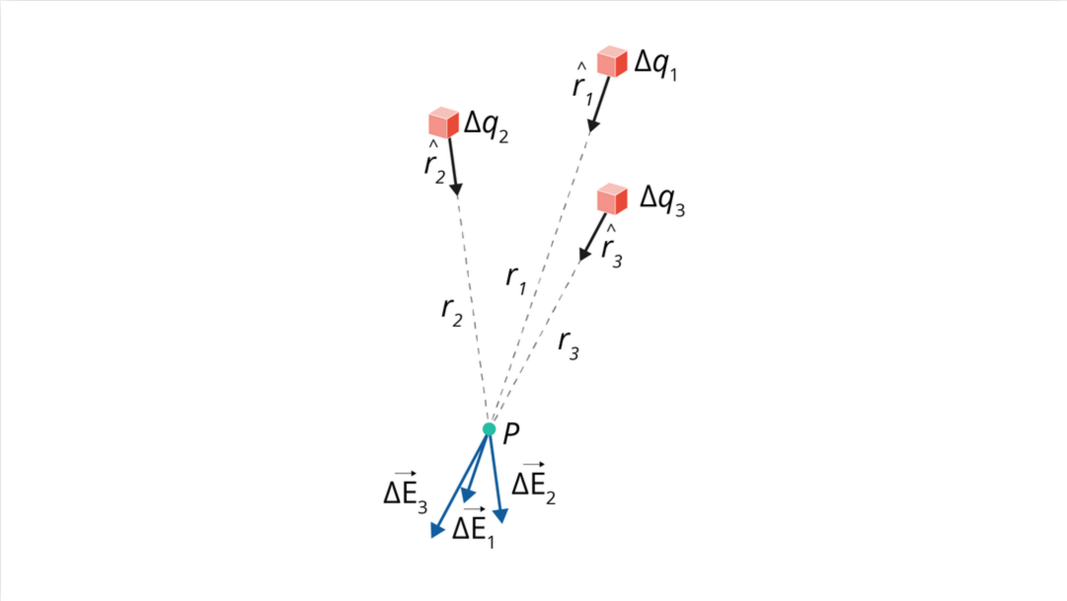


Figura 2.4 - Duas cargas elétricas pontuais, sendo uma positiva e outra negativa
Fonte: Serway e Jewett Jr. (2017, p. 15).

O campo elétrico gerado por esta carga em um ponto P, localizado a uma distância dita como r do elemento, será considerada como demonstrado abaixo:

$$d\vec{E} = k\frac{dq}{r^2}\hat{r} \quad (6)$$

Nesse contexto, o campo gerado pela carga total é dada pela integral vetorial desses campos infinitesimais, de forma que

$$\vec{E} = \int d\vec{E} = \int k\frac{dq}{r^2}\ \hat{r} \qquad (7)$$

saiba mais

Saiba mais

Você pode estudar um pouco mais sobre campo elétrico para distribuições de carga, lendo o artigo “Campo elétrico”. Para saber mais, leia sobre o assunto, acesse o link disponível:

Link: Elaborado pelo autor.

ACESSAR

Assim, o campo elétrico total é o somatório de todos os elementos infinitesimais em um dado ponto.

praticar

Vamos Praticar

Digamos que 3 cargas estão predispostas no eixo x, como na figura seguinte. A carga positiva $q_1 = 30,0\ \mu C$ está posicionada em $x = 2,0\ m$, a carga $q_2 = 12,0\ \mu C$ está na origem, e a força resultante sobre a carga q_3 é igual a zero. Verifique a seguir:

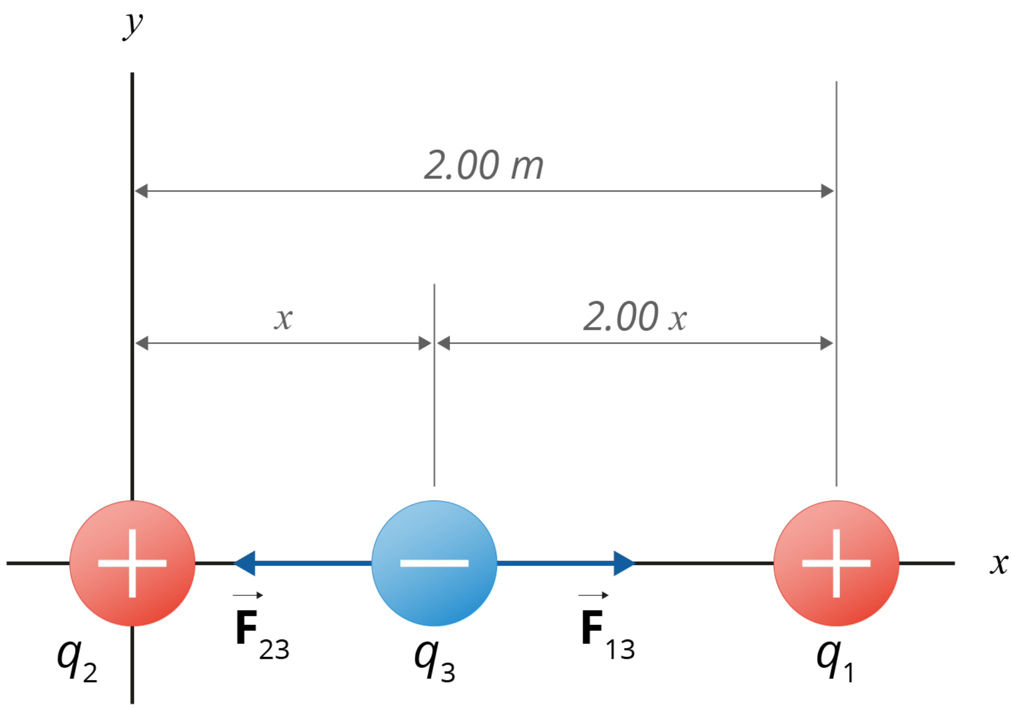


Figura - Forças exercidas sobre uma partícula em um sistema de três partículas pontuais
Fonte: Serway e Jewett Jr. (2017, p. 9).

Assinale a alternativa correta de qual será a coordenada onde a carga q_3 estará representada sobre o eixo x.

- **a)** 1,55 m.
- **b)** 2,10 m.
- **c)** 0,775 m.
- **d)** 0,388 m.
- **e)** -0,385 m.

$$\frac{\cancel{K} \cdot q_1 \cdot \cancel{q_3}}{d^2} = \frac{\cancel{K} \cdot q_2 \cdot \cancel{q_3}}{d^2}$$

$$\frac{30 \cdot \cancel{10^{-6}}}{(x-2)^2} = \frac{12 \cdot \cancel{10^{-6}}}{x^2}$$

$$30x^2 = 12(x^2 - 4)$$
$$30x^2 = 12x^2 - 48$$
$$30x^2 - 12x^2 = 48$$
$$18x^2 = 48$$
$$x^2 = \frac{48}{18} = \frac{24}{9} = \frac{8}{3}$$
$$\sqrt{x^2} = \sqrt{\frac{8}{3}}$$
$$x = 1{,}6329$$

$2 - 1{,}6329 = 0{,}3671$

Fluxo Elétrico e Lei de Gauss

Agora vamos descrever a Lei de Gauss, uma forma conveniente para o cálculo dos campos elétricos de distribuições de cargas altamente simétricas, o que possibilita o trabalho com problemas complicados. A Lei de Gauss é importante para o entendimento e a verificação das propriedades dos condutores em equilíbrio eletrostático.

Fluxo Elétrico

Considere um campo elétrico uniforme em módulo e sentido, como mostrado na Figura 2.5.

Fluxo Elétrico

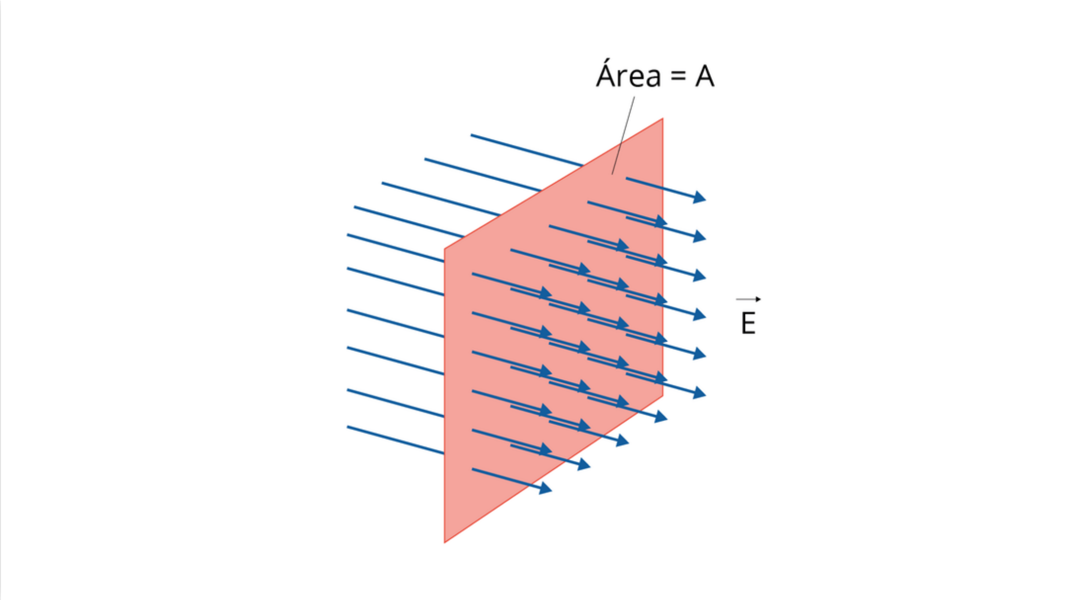


Figura 2.5 - Linhas de campo elétrico uniforme atravessando uma região de área A
Fonte: Serway e Jewett Jr. (2017, p. 36).

Observe que as linhas de campo atravessam a área A, com o plano perpendicular ao campo elétrico. Podemos definir o fluxo elétrico como o produto entre o campo elétrico e a área da superfície, de modo que:

$\Phi_E = EA$ (8)

Observando a figura a seguir, apesar de termos uma área B maior que a área A, o fluxo através dessas superfícies deve ser igual, já que a mesma quantidade de linhas de campo elétrico passa por elas, desde que as linhas de campo sejam perpendiculares à superfície.

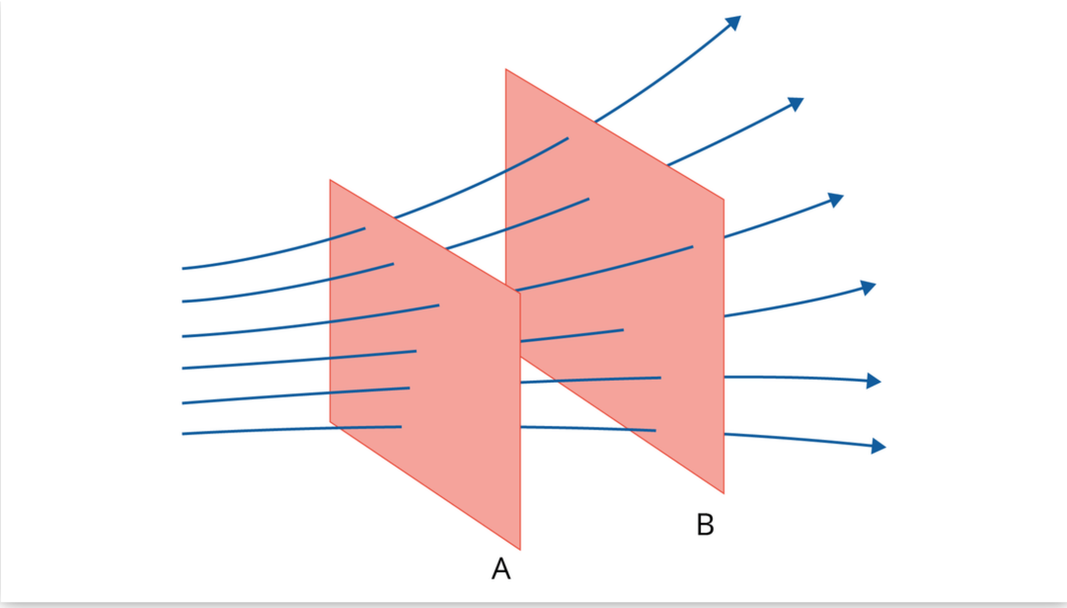


Figura 2.6 - Linhas de campo elétrico passando por duas superfícies com áreas diferentes
Fonte: Serway e Jewett Jr. (2017, p. 20).

Se a superfície não for perpendicular ao campo elétrico, o fluxo deverá ser inferior ao determinado pela equação 8. Considere a Figura 2.7 onde o campo elétrico faz um ângulo θ com a superfície.

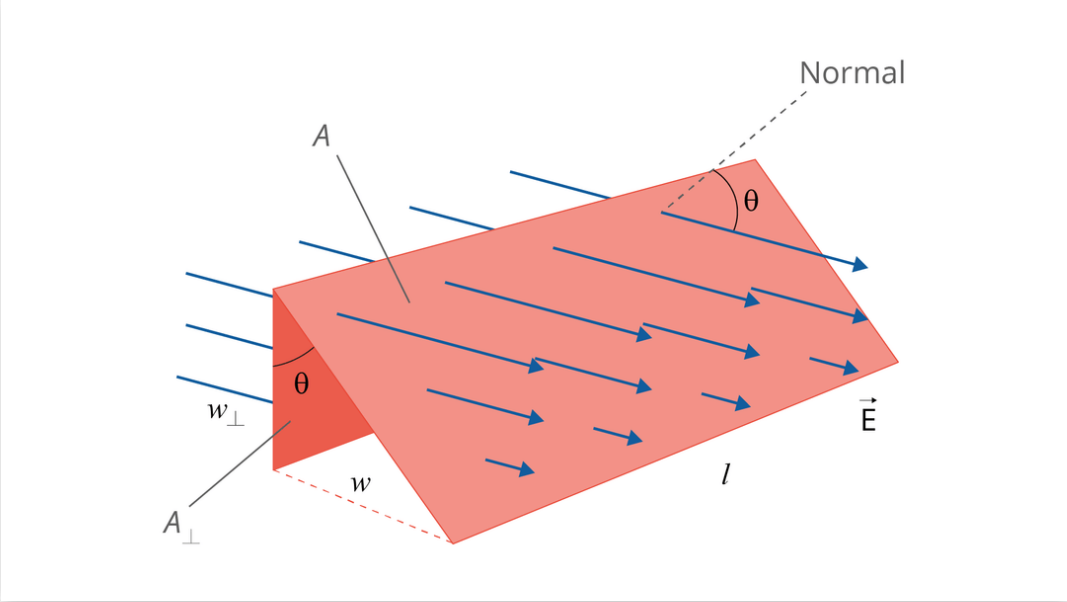


Figura 2.7 - Linhas de campo elétrico passando por uma região onde a superfície faz um ângulo θ com o campo
Fonte: Serway e Jewett Jr. (2017, p. 36).

Observe que a quantidade de linhas que atravessa a superfície A é igual a que atravessava a região perpendicular $A_\perp$ ao campo, mas é $A_\perp = A\cos\theta$. Logo,

$$\Phi_E = EA_{\perp} = EAcos\,\theta = \vec{E}.\,\vec{A} \qquad (9)$$

→ levamos o cosseno do ângulo

Onde o vetor $\vec{A}$ é perpendicular à superfície de área A.

O fluxo através de uma superfície de área A, como o mostrado na Figura 2.8, pode ser calculado através do produto entre o campo elétrico e área ΔA_i,

$$\Phi_{E,i} = \vec{E}_i.\,\Delta\vec{A}_i \qquad (10)$$

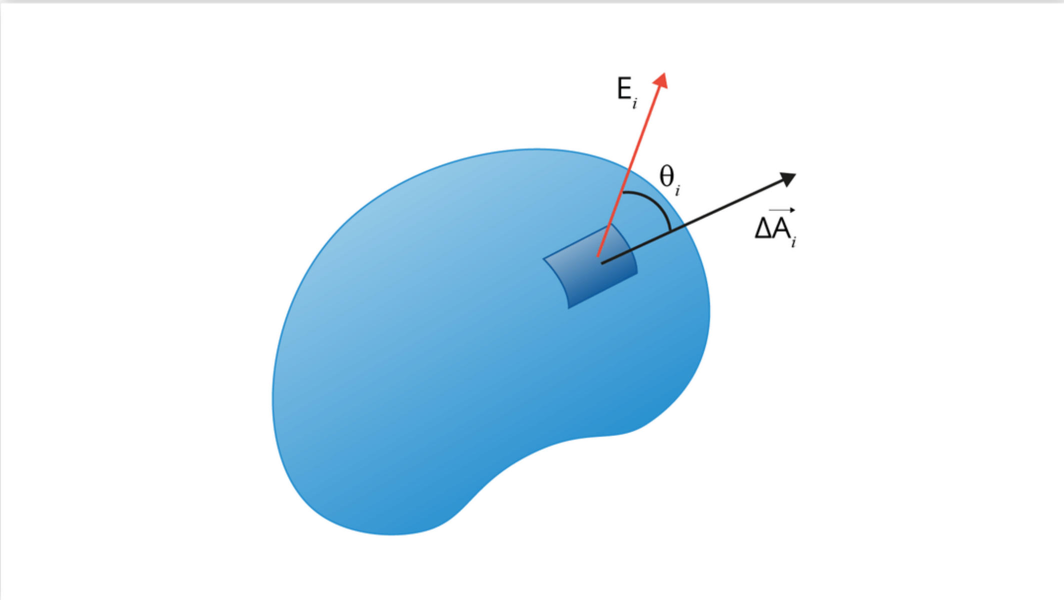


Figura 2.8 - Um elemento de área superficial $\Delta\vec{A}_i$.
Fonte: Serway e Jewett Jr. (2017, p. 36).

Ao somarmos as contribuições de todos os elementos de área, obtemos um fluxo aproximado total,

→ Podemos usar uma integral

$$\Phi_E \approx \sum \vec{E}_i.\,\Delta\vec{A}_i \qquad (11)$$

De modo que, se a área de cada elemento se aproximar de zero, o número de elementos se aproximará de infinito, e a soma será substituída por uma integral. Logo,

$$\Phi_E = \oint \vec{E}.\,d\vec{A} \qquad (12)$$

onde a integral deve ser realizada sobre toda a área superficial.

Lei de Gauss

A proposição de Gauss descreve a relação do fluxo total de um campo elétrico Φ_E\$ através de uma superfície fechada, denominada de superfície gaussiana, à carga total envolvida q_{env} pela superfície. Ou seja,

$$q_{env} = \varepsilon_0 \Phi_E \qquad (13)$$

Usando, assim, a proposição do fluxo elétrico passa por uma superfície fechada,

$$q_{env} = \varepsilon_0 \oint \vec{E}.\,d\vec{A} \qquad (14)$$

e toda a carga envolvida é igual ao fluxo que passa pela superfície gaussiana vezes a constante elétrica do meio que permeia, que nesse caso é o vácuo, assim a constante de igualdade é a permissividade elétrica no vácuo.

Simetria Esférica

Para determinar o campo elétrico de partícula carregada, podemos utilizar uma superfície gaussiana, como apresentado na Figura 2.9. Nesse caso, o campo elétrico tem simetria esférica e por isso envolvemos a partícula em uma esfera com centro na partícula.

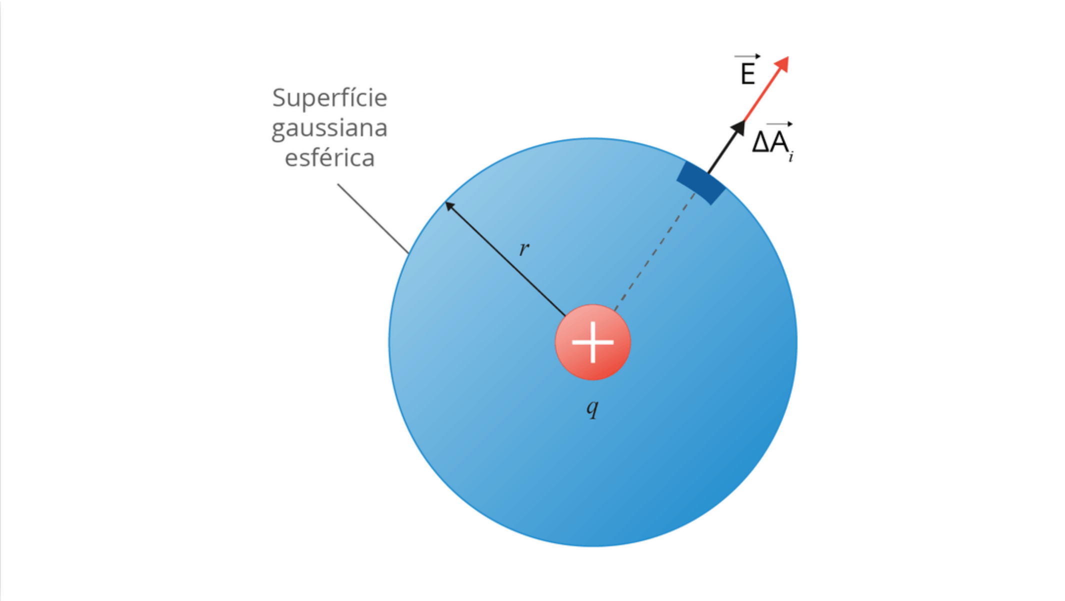


Figura 2.9 - Superfície gaussiana esférica centrada em uma partícula com carga q.
Fonte: Serway e Jewett Jr. (2017, p. 38).

A simetria do problema demonstra que o campo elétrico $\vec{E}$ perpassa a superfície da esfera e aponta no sentido de fora da esfera, o que significa que o ângulo formado entre $\vec{E}$ e $\Delta\vec{A}$ será igual a zero. Logo, assumindo ΔA se aproximando a zero, pela Lei de Gauss,

$$\varepsilon_0 \oint \vec{E}.\, d\vec{A} = \varepsilon_0 \oint E dA = q_{env} \qquad (15)$$

Como o módulo do campo elétrico é igual em todos os elementos de área e $q_{env} = q$, podemos reescrever a integral

$$\varepsilon_0 E \oint dA = q \, (16)$$

$\oint$ d . a

Como sabemos que a área superficial de uma esfera é igual a $4\pi r^2$, temos

$$\varepsilon_0 E \left(4\pi r^2\right) = q$$

ou,

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2} \qquad (17)$$

Que é a forma escalar da equação 4, que obtivemos a partir da proposição demonstrada na Lei de Coulomb.

praticar

Vamos Praticar

Leve em consideração uma superfície fechada com campo elétrico apontando para dentro da superfície em todos os pontos. A partir dos conhecimentos adquiridos nessa seção, podemos concluir que:

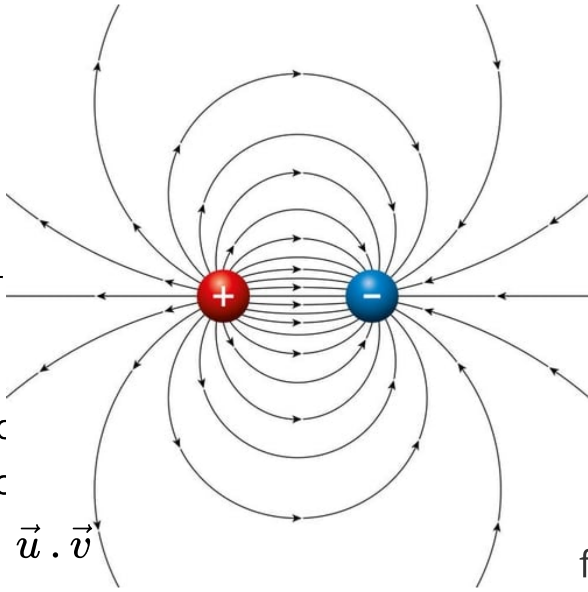
- **a)** Temos uma carga positiva dentro da superfície.
- **b)** Existe carga negativa dentro da superfície.
- **c)** Não teremos carga dentro da superfície.
- **d)** O campo é inevitavelmente perpendicular à superfície.
- **e)** O campo é inevitavelmente paralelo à superfície.

Produto Escalar, Trabalho e Energia Potencial

A ideia de trabalho está muitas vezes associada a algum esforço físico feito durante algum movimento.

Produto Escalar

Em Física a definição de trabalho é bastante precisa. Logo, o trabalho a ser realizado por uma força constante será dado pelo produto escalar gerado entre o vetor força e o vetor deslocamento.



freepik.c

Para iniciar, é preciso definir que o pro ... nde ligaremos um par de vetores a um esc ... e os vetores $\vec{u}$ e $\overrightarrow{v}$ é denotado por $\vec{u}\,.\,\vec{v}$ ... tridimensional como:

$$\vec{u}.\vec{v} = u_x v_x + u_y v_y + u_z v_z \quad (18)$$

Considerando os vetores $\vec{u}$, $\overrightarrow{v}\, e\ \vec{w}$ correlacionados por

$$\vec{w} = \vec{u} - \vec{v} \qquad (19)$$

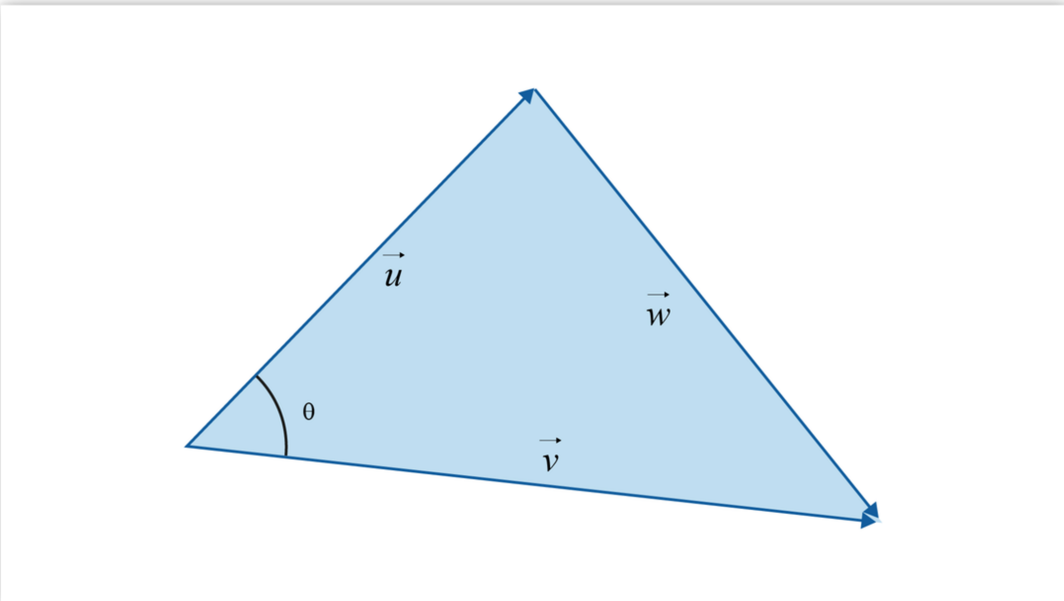


Figura 2.10 - Triângulo de ângulo θ.
Fonte: Elaborado pelo autor.

O trio de vetores pode ser entendido como se fossem os três lados que formam um triângulo, como mostrado na Figura 2.11. Assim, pela lei dos cossenos, é possível inferir que a seguinte relação resulta em:

$$w^2 = u^2 + v^2 - 2uvcoscos\,\theta \qquad (20)$$

Sendo $u \neq 0 \ \$e\$v \neq 0$, temos

$$cos\theta \ = \frac{w^2 - u^2 - v^2}{2uv} \quad (21)$$

Usando a definição da norma de um vetor,

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 \qquad (22)$$

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \qquad (23)$$

$$w^2 = w_x^2 + w_y^2 + w_z^2 \qquad (24)$$

Substituindo as equações 22, 23 e 24 na equação 18, temos

$$w^2 = (u_x - v_x)^2 + (u_y - v_y)^2 + (u_z - v_{zz})^2 \qquad (25)$$

Substituindo a equação 25 na equação 21, temos

$$cos\ \theta \ = \frac{\vec{u}.\vec{v}}{uv} \qquad (26)$$

Que nos permite escrever

$$\vec{u}.\,\vec{v} = uv\ cos\ \theta \qquad (27)$$

Onde θ será o ângulo formado entre os vetores $\vec{u}\ \ e\ \vec{v}$

Trabalho e Energia Potencial Elétrica

É necessário pontuar que o trabalho será a energia transferida ou transformada pela aplicação de uma força. No caso do trabalho realizado pela força elétrica a energia potencial elétrica será transformada em energia cinética, e vice-versa, através da força elétrica.

Em um sistema, como o mostrado na Figura 2.10, quando liberamos a partícula 1 ela começa a se mover e, portanto, adquire energia cinética. Como a energia não pode ser criada, de onde vem essa energia? Essa energia vem da energia potencial elétrica U associada à força entre as duas partículas no arranjo.

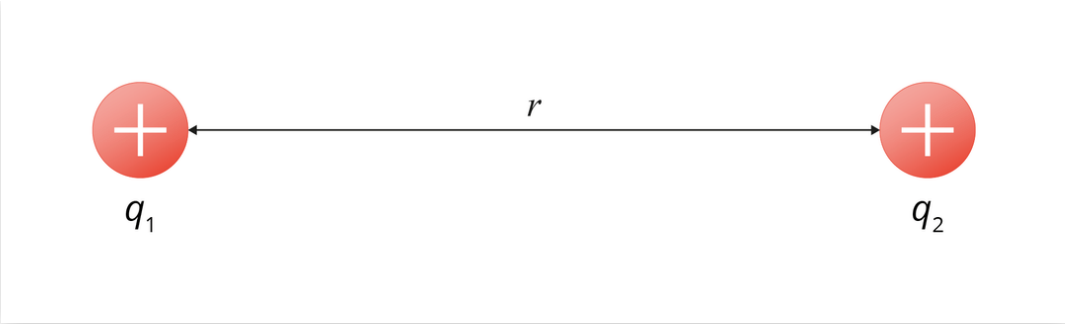


Figura 2.11 - Duas cargas positivas
Fonte: Halliday (2016, p. 96).

Definindo a energia potencial pela relação

$$\Delta U = U_f - U_i = -W \quad (28)$$

Ou seja, precisamos realizar um trabalho para que o sistema ganha energia potencial.

Partindo da definição do trabalho de uma força constante, temos que:

$$W = \vec{F}.\vec{d} = q\vec{E}.\vec{d} = qEd\,cos\,\theta \qquad (29)$$

Assim, a energia potencial elétrica de uma carga agindo em um campo elétrico constante será parecida com a energia gravitacional de uma massa nas proximidades da superfície terrestre. Sabemos que uma importante diferença é que para cargas elétricas podemos verificar forças de atração ou repulsão. Logo, ΔU pode trocar de sinal a depender do sinal das cargas envolvidas.

reflita

Reflita

Você já pensou qual a diferença entre o trabalho realizado pela força gravitacional e o trabalho realizado pela força elétrica? Quando pensamos na força gravitacional, verificamos que ela possui apenas um sentido (força de atração) e a força elétrica possui além da atração a repulsão, a depender das cargas envolvidas. Quando falamos de trabalho, sempre verificamos que o trabalho é positivo quando a força e o deslocamento estão no mesmo sentido. Por outro, quando falamos de trabalho negativo, verificamos que a força e o deslocamento possuem sentidos opostos.

Fonte: Elaborado pelo autor.

A energia potencial de uma partícula carregada, q, em um campo elétrico depende do valor encontrado na carga assim como do campo elétrico. Uma grandeza que é independente da carga da partícula é o potencial elétrico, V, definido em termos da energia potencial como

$$V = \frac{U}{q} \qquad (30)$$

Uma vez que U é proporcional a q, V é independente de q, o que o torna uma grandeza de grande utilidade. O potencial elétrico V caracteriza uma propriedade de um ponto do espaço mesmo que nenhuma carga q esteja ali. Em contraste com o campo elétrico, que é um vetor, o potencial elétrico é uma grandeza escalar. Ele possui um único valor em cada ponto do espaço, mas não uma orientação.

Ou seja, a diferença de potencial elétrico, ΔV , gerada entre um ponto dito como inicial e um definido como ponto final é expresso por, $V_f - V_i$, podendo ser expressa em termos de energia potencial elétrica em cada ponto:

$$\Delta V = V_f - V_i = \frac{U_f}{q} - \frac{U_i}{q} = \frac{\Delta U}{q} \quad (31)$$

Combinando a equação 29 com a equação 31, obtemos a relação entre a variação do potencial elétrico e o trabalho a ser realizado por um campo elétrico sobre uma dita carga:

$$\Delta V = \frac{\Delta U}{q} = \ -Edcoscos\,\theta \qquad (32)$$

Para um sistema que têm variações infinitesimais, podemos calcular o potencial elétrico

$$\Delta V = -\int_A^B \vec{E}.\,d\vec{r} \qquad (33)$$

No sistema internacional, o potencial elétrico é medido em unidades de Joule por Coulomb, definido como Volt (V):

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

onde o Joule é a unidade de energia e o Coulomb é a unidade da carga.

Carga Pontual

Partindo da equação 33, podemos determinar o potencial gerado por uma carga pontual q. Assim, o campo elétrico gerado por essa carga, a uma distância r da mesma, é dado por

$$E = \frac{kq}{r^2}$$

A orientação do campo elétrico é radial em relação à carga puntiforme. Considere q ue a integração seja efetuada ao longo de uma linha radial começando no infinito e terminando em um ponto a uma distância r da carga pontual. Então podemos usar a equação 33 para obter

$$V\left(r\right) = -\int_{\infty}^{r} \vec{E}.\, d\vec{r} = \frac{kq}{r}$$

Assim, o potencial elétrico criado por uma carga puntiforme em um ponto a uma distância r da carga é dado por

$$V = \frac{kq}{r} \quad (34)$$

Para um sistema com N partículas podemos aplicar a superposição do potencial,

$$V = \sum_{i=1}^{N} \frac{kq}{r} \qquad (35)$$

Assim temos que o potencial elétrico total é a soma de todos os potenciais em um dado ponto.

Anel de Carga

Considere o anel de cargas da Figura 2.12. Vamos calcular então o potencial elétrico distribuído no ponto P para todo o anel. Para começar, precisamos dividir o anel em elementos infinitesimais dS com carga dq. Sendo a distribuição de cargas homogênea, a densidade linear de cargas vale $\lambda = dq/dS$.

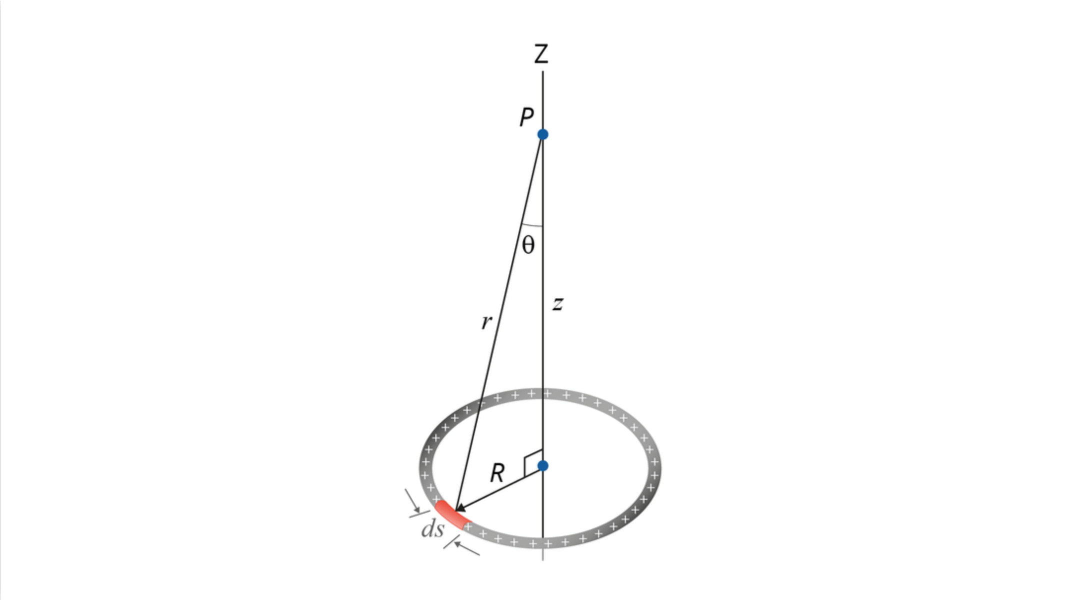


Figura 2.12 - Anel de carga
Fonte: Halliday (2016, p. 31).

O potencial do elemento dq é dado por

$$dV = \frac{dq}{4\pi\varepsilon_0} = \frac{\lambda dS}{4\pi\varepsilon_0} \quad (36)$$

onde $r = \sqrt{z^2 + R^2}$ e a carga varia com o comprimento da circunferência.

Logo,

$$V = \int dV = \frac{\lambda}{4\pi\varepsilon_0 \sqrt{z^2+R^2}} \int_0^{S=2\pi R} dS$$

Então,

$$V = k\frac{\lambda S}{\sqrt{z^2+R^2}}$$

Sendo λS a carga total,

$$V = k\frac{q}{\sqrt{z^2+R^2}} \quad (37)$$

Logo, temos que o potencial é dado pela constante elétrica ke o produto com a carga total que compõe o anel, e decresce com a distância do anel até o ponto em questão.

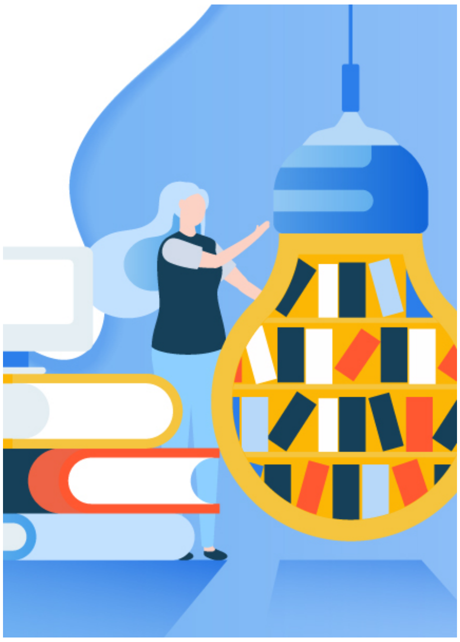
Vamos Praticar

Uma carga de $4\mu C$ encontra-se dentro de um campo elétrico com módulo igual a $4 \times 10^5\ N/C$. Assinale a alternativa correta de qual o trabalho necessário para deslocar essa carga uma distância de 20 cm numa direção a 60° com o campo elétrico?

- **a)** 0,28 J.
- **b)** 0,68 J.
- **c)** 28 J.
- **d)** 16 J.
- **e)** 160 mJ.

indicações

Material Complementar



LIVRO

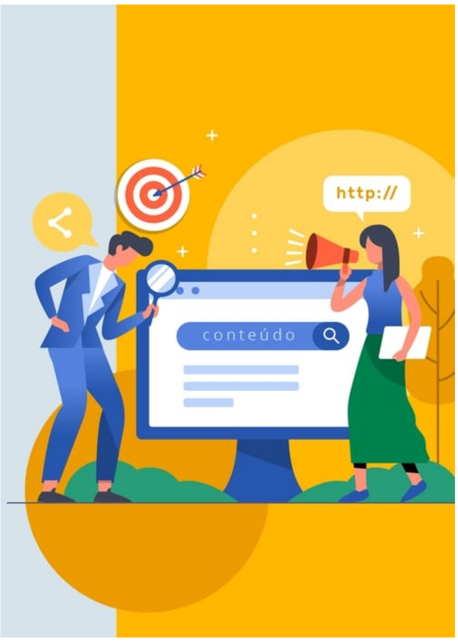
"O DISCRETO CHARME DAS PARTÍCULAS ELEMENTARES"

Maria Cristina Batoni Abdalla

Editora: Editora Livraria da Física

ISBN: 978-8578613990

Comentário: A compreensão do Universo em seus domínios microscópico e macroscópico, e a construção de modelos e teorias que façam entender esses dois extremos tão diferentes e separados por uma ordem de grandeza muito grande, tem sido um dos grandes desafios da Física nos últimos tempos. O livro discutirá, com uma particular elegância e a organização que irá caracterizar o mundo das partículas elementares e dos campos de forças fundamentais que descrevem as interações.



WEB

Carga elétrica e spin

Ano: 2016

Comentário: A carga elétrica é uma grandeza fundamental e com a definição do spin se pode explicar algumas propriedades da matéria.

Para conhecer mais sobre o filme, acesse o trailer disponível em:

TRAILER

conclusão

Conclusão

Finalmente você estudou as proposições da Lei de Coulomb e suas aplicações. Em ordem podemos pontuar que primeiro foi possível entender a força elétrica, por meio da atração e repulsão das partículas. Depois, com base no campo elétrico, estudou a força que as partículas sofrem. Você ainda estudou a relação existente entre o fluxo do campo elétrico através de uma superfície e como ela se comporta em uma superfície fechada. E conseguiu a partir da relação de fluxo, definir a Lei de Gauss para uma carga envolvida em uma superfície gaussiana. Você também observou a relação da energia potencial, seguida pelo trabalho, assim como o potencial elétrico. A diferença de potencial elétrico é a fonte de toda a dinâmica que iremos ver no próximo capítulo.

referências

Referências Bibliográficas

HALLIDAY, D. **Fundamentos de Física** , v. 3: eletromagnetismo. 10. ed. São Paulo: LTC, 2016.

SERWAY, R. A.; JEWETT JR., J. W. **Física para cientistas e engenheiros** . 9. ed. São Paulo: Cengage, 2017.