

2.4 Aplicações da lei de Gauss para condutores em equilíbrio

Consideramos algum corpo condutor K_0 que faz parte de alguma experiência envolvendo cargas elétricas. Podemos ter colocado outros corpos K_1, K_2, \dots perto do K_0 . Alguns dos corpos K_0, K_1, K_2, \dots podem ter carga elétrica líquida diferente de zero. Alguns podem ser condutores, outros isolantes, mas K_0 deve ser um condutor. A partir de algum instante, todos estes corpos devem permanecer em posições fixas no espaço.

As forças elétricas provocarão movimentos de cargas elétricas dentro dos corpos condutores da experiência. Mas estes movimentos das cargas móveis cessam após pouco tempo.

A razão do fim dos movimentos é a mesma do fim do movimento de um pêndulo que botamos a oscilar. Todos nós sabemos que o atrito provoca uma transferência da energia do pêndulo para movimentos microscópicos do ar, para os átomos do suporte do pêndulo e para átomos de outros objetos, e no fim o pêndulo ficará parado. Por que o inverso não acontece? Os movimentos caóticos de 10^{20} átomos do ambiente do pêndulo poderiam colaborar, e todos estes átomos poderiam fornecer no mesmo instante energia para um pêndulo inicialmente parado de tal forma que este começasse a oscilar! Nunca vimos tal comportamento! Por quê? Simplesmente este comportamento inverso, que requer a colaboração simultânea de tantas partículas, é extremamente improvável. O que está por trás desta assimetria de passado e futuro é a segunda lei da termodinâmica. E esta lei vale também para os fenômenos elétricos. Os fluxos de carga que foram provocados pelas forças elétricas chegam a um fim, e as cargas chegam a um estado de equilíbrio. O que pretendemos fazer no momento é analisar este estado de equilíbrio.

Se há cargas nos condutores que têm liberdade de se deslocarem, qualquer campo elétrico dentro dos condutores vai tirar estas cargas das posições onde eles se encontram. Então se estamos olhando para uma situação de equilíbrio, o campo elétrico dentro dos condutores tem que ter o valor zero.

Este argumento parece lógico e simples, mas a situação não é tão simples. Se pensamos um pouco no pêndulo, percebemos que equilíbrio não significa a ausência de movimentos. No final das contas, a energia que proporcionamos inicialmente ao pêndulo estará no estado final presente na agitação caótica de inúmeras partículas microscópicas. Então, numa escala microscópica, há movimentos na situação de equilíbrio. Se falamos de equilíbrio no caso elétrico, queremos dizer que não há correntes macroscópicas. Microscopicamente pode haver movimentos de cargas, mas se fazemos uma média envolvendo muitas partículas, encontramos um fluxo de carga zero no equilíbrio. Correspondentemente temos que formular nossa afirmação sobre o valor zero do campo dentro de condutores em equilíbrio também em termos de uma média. Temos que definir um campo macroscópico \vec{E} (simbolizado por uma letra em negrito) que se relaciona com o campo elétrico verdadeiro \vec{E} através da formação de uma média:

$$\vec{E}(\vec{r}) \stackrel{\text{def.}}{=} \frac{1}{V_{\text{esf.}} \substack{\text{esfera} \\ \text{com} \\ \text{centro } \vec{r}}} \iiint \vec{E}(\vec{r}') d^3\vec{r}' \quad (2.4.1)$$

Nesta fórmula a integral de volume é tomada sobre uma pequena esfera cujo centro fica na posição \vec{r} e dividimos o valor desta integral pelo volume da esfera. O raio da esfera

deve ser muito pequeno na escala macroscópica, mas ele deve ser suficientemente grande para que a esfera contenha ainda um número muito grande de átomos.

Então podemos afirmar que no equilíbrio o campo macroscópico dentro de condutores deve ser zero.

A lei de Gauss vale para o campo elétrico verdadeiro \vec{E} , mas esta lei tem também consequências para o campo macroscópico. Se olhamos para a definição do campo macroscópico (2.4.1), percebemos que o valor de $\vec{E}(\vec{r})$ é essencialmente uma combinação linear de valores de $\vec{E}(\vec{r}')$. Bem, a todo rigor, a integral envolve também um limite. Mas fora disso a (2.4.1) é simplesmente uma combinação linear de valores de $\vec{E}(\vec{r}')$ com pontos \vec{r}' perto do ponto \vec{r} . Agora a operação de calcular uma divergência é uma operação linear. Então podemos fazer a combinação linear antes ou depois, e o resultado é o mesmo. Ou seja, podemos tomar uma média $\frac{1}{V_{\text{esf. esfera com centro } \vec{r}}} \iiint \dots d^3\vec{r}'$ da lei de Gauss, $\text{div } \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho$, e no lado esquerdo isto dará a

mesma coisa que $\text{div } \vec{E}$. No lado direito da lei de Gauss, obtemos uma média da densidade de carga e chamaremos esta média também de *densidade de carga macroscópica* (também escrito com ρ em negrito):

$$\rho(\vec{r}) \stackrel{\text{def.}}{=} \frac{1}{V_{\text{esf. esfera com centro } \vec{r}}} \iiint \rho(\vec{r}') d^3\vec{r}' \quad (2.4.2)$$

Então devido à linearidade da operação “div” podemos concluir que vale uma lei de Gauss para as quantidades macroscópicas:

$$\text{div } \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (2.4.3)$$

Podemos aplicar o teorema de Gauss-Ostrogradski e podemos concluir que vale também a lei de Gauss em forma integral para as grandezas macroscópicas:

$$\oiint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \iiint_V \rho d^3\vec{r} \quad (2.4.4)$$

Combinando esta lei de Gauss macroscópica com a condição de equilíbrio

$$\vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad \text{dentro de condutores em equilíbrio} \quad (2.4.5),$$

chegamos a um resultado bastante surpreendente:

$$\iiint_V \rho d^3\vec{r} = 0 \quad \text{para qualquer volume } V \text{ dentro de um condutor} \quad (2.4.6)$$

Então, no equilíbrio, qualquer pedacinho de material dentro de um condutor está eletricamente neutro! Ou seja, a densidade macroscópica de carga dentro dos condutores é nula:

$$\rho(\vec{r}) = 0 \quad \text{para qualquer ponto } \vec{r} \text{ dentro de um condutor} \quad (2.4.7)$$

Mas, se tínhamos colocado uma carga elétrica no condutor K_0 , onde estaria esta carga? A única possibilidade é que esta carga se encontre, na superfície do corpo. Este é um resultado importante: numa situação de equilíbrio as cargas líquidas existentes num corpo condutor se encontram na sua superfície.

Na mente de muitos leitores deve surgir neste ponto uma leve suspeita que estejamos fazendo algo de errado. Será que a carga é mesmo comprimida para dentro de um objeto bidimensional? O que antes ocupava um volume, no equilíbrio ocupa uma superfície, ou seja, um conjunto de pontos com uma dimensão a menos? Isto não convence!

Bem, devemos nos lembrar de que estamos falando de uma descrição macroscópica. Olhando com cuidado, percebemos que a própria definição de densidade de carga macroscópica define uma escala de resolução que é dada pelo raio da esfera de fazer média. Correspondentemente uma superfície matemática com espessura zero não faz sentido. O próprio conceito de superfície de um corpo, visto microscopicamente, não corresponde a uma superfície bidimensional matemática. É bastante útil voltar mais uma vez para a analogia com o pêndulo que atinge o equilíbrio. É extremamente improvável que 10^{20} átomos colaborem para botar o pêndulo para oscilar. Mas é perfeitamente possível que um ou uma meia dúzia de átomos empurrem o pêndulo para um lado. Então, embora na média o pêndulo esteja na posição de força zero, é bem provável que uma medida momentânea de alta precisão encontre o pêndulo um pouco fora desta posição. Da mesma forma encontraríamos também carga elétrica um pouco fora da superfície¹. Então na realidade esta “carga superficial” num condutor ocupa alguma camada fina com espessura de uma ou poucas camadas de átomos. Agora na linguagem macroscópica podemos manter esta idealização e descrever a carga mesmo como algo existente dentro de um conjunto bidimensional de pontos.

Veremos uma consequência curiosa deste resultado. Imaginemos que na nossa experiência com os corpos K_0, K_1, K_2, \dots todas as cargas tenham chegado aos seus devidos lugares, isto é, atingiu-se o equilíbrio. Nesta situação podemos aplicar as fórmulas da eletrostática² (1.4.13) e escrever o campo macroscópico na forma

$$\vec{E}(\vec{r}) = k \iiint \frac{\rho(\vec{r}_q)(\vec{r} - \vec{r}_q)}{|\vec{r} - \vec{r}_q|^3} dV \quad (2.4.8)$$

A integral se estende sobre todo o espaço perto da nossa experiência englobando todos os corpos K_0, K_1, K_2, \dots . Agora vamos imaginar que separemos algum volume V_0 no interior do corpo K_0 e dividimos a integração em duas partes: uma integral sobre V_0 e uma sobre todo o volume restante:

¹ Debye e Hückel desenvolveram uma teoria para descrever a distribuição da carga perto da superfície de um condutor eletrolítico na escala microscópica. Esta teoria permite estimar a espessura da camada carregada. P. Debye and E. Hückel: "The theory of electrolytes. I. Lowering of freezing point and related phenomena" *Physikalische Zeitschrift* **24**: 185–206 (1923).

² A todo rigor estamos cometendo um erro. Pois, como foi explicado, equilíbrio não significa ausência de movimentos na escala microscópica e não teríamos o direito de usar fórmulas da eletrostática. Mas os campos, tanto o campo elétrico como o campo magnético, dependem linearmente das cargas e correntes e podemos fazer a média macroscópica, e nesta média sobrevivem apenas as contribuições de eletrostática dadas pela densidade de carga macroscópica. No entanto para outras grandezas isto não vale. Por exemplo, a energia dos campos depende quadraticamente dos campos, e conseqüentemente uma média macroscópica não resulta na energia do campo macroscópico. Há uma parcela de energia, a saber, a radiação térmica, que corresponde aos movimentos microscópicos.

$$\vec{E}(\vec{r}) = k \iiint_{V_0} \frac{\rho(\vec{r}_q)(\vec{r} - \vec{r}_q)}{|\vec{r} - \vec{r}_q|^3} dV + k \iiint_{\text{resto}} \frac{\rho(\vec{r}_q)(\vec{r} - \vec{r}_q)}{|\vec{r} - \vec{r}_q|^3} dV \quad (2.4.9)$$

Com o resultado (2.4.7) segue que a primeira integral é simplesmente zero. Então a matéria dentro deste volume não contribui com nada para o campo macroscópico. Consequentemente iríamos obter exatamente o mesmo campo se tivéssemos no lugar do corpo condutor K_0 um condutor $\overset{o}{K}_0$ com uma cavidade no lugar do volume V_0 . Então se imaginarmos duas experiências daquelas que discutimos montadas identicamente com os mesmos corpos, mas com a única diferença de que numa destas experiências o condutor K_0 fosse substituído por um externamente igual mas com uma cavidade no interior, teríamos exatamente a mesma configuração de campo macroscópico na situação de equilíbrio. Dentro dos condutores o campo macroscópico seria zero, especialmente dentro do volume V_0 . Então na experiência com a cavidade o campo neste volume continuaria zero. Com isto descobrimos uma maneira de criar um volume em que o campo elétrico macroscópico é rigorosamente zero mesmo que tenha cargas elétricas por perto.



Fig. 2.4.1 Gaiola de Faraday ligada num gerador eletrostático do tipo Van de Graaff.

Este tipo de cavidade é chamada de *gaiola de Faraday*. Infelizmente a realização rigorosa de uma gaiola de Faraday resulta numa experiência um tanto sem graça. Como vamos saber se o campo na cavidade é zero? Se construirmos um corpo metálico com cavidade, não poderemos olhar para dentro da cavidade. Se fizemos um ou vários buracos que permitam olhar para

dentro da cavidade, esta deixará de ser uma cavidade e se transformará numa parte do mundo externo. Mas felizmente a alteração do campo criado por um ou vários buraquinhos pequenos não é grande e o efeito da gaiola de Faraday pode ser observado. Tenho aqui uma gaiola feita de um aramado. Prendi alguns indicadores de campo elétrico na gaiola. Estes indicadores foram construídos da seguinte forma: fixei um feixe de tiras de plástico metalizado numa haste condutora. (O plástico metalizado é de uma embalagem de um pacote de biscoito). Forma-se então algo como uma “palmeira”. Se este objeto é posto na região onde há campo elétrico não nulo, este campo desloca cargas dentro das fitinhas condutoras e todos os extremos soltos das fitinhas adquirem cargas do mesmo sinal. Consequentemente as fitinhas se repelem mutuamente e a “palmeira” levanta suas folhas. Fixei duas “palmeiras” no interior da gaiola e duas de lado de fora. As figuras 2.4.1 e 2.4.2 mostram a gaiola ligada no gerador. Na figura 2.4.2 percebemos que as “palmeiras” externas indicam a presença de um campo não nulo, enquanto as internas têm as suas folhas tristemente caídas.

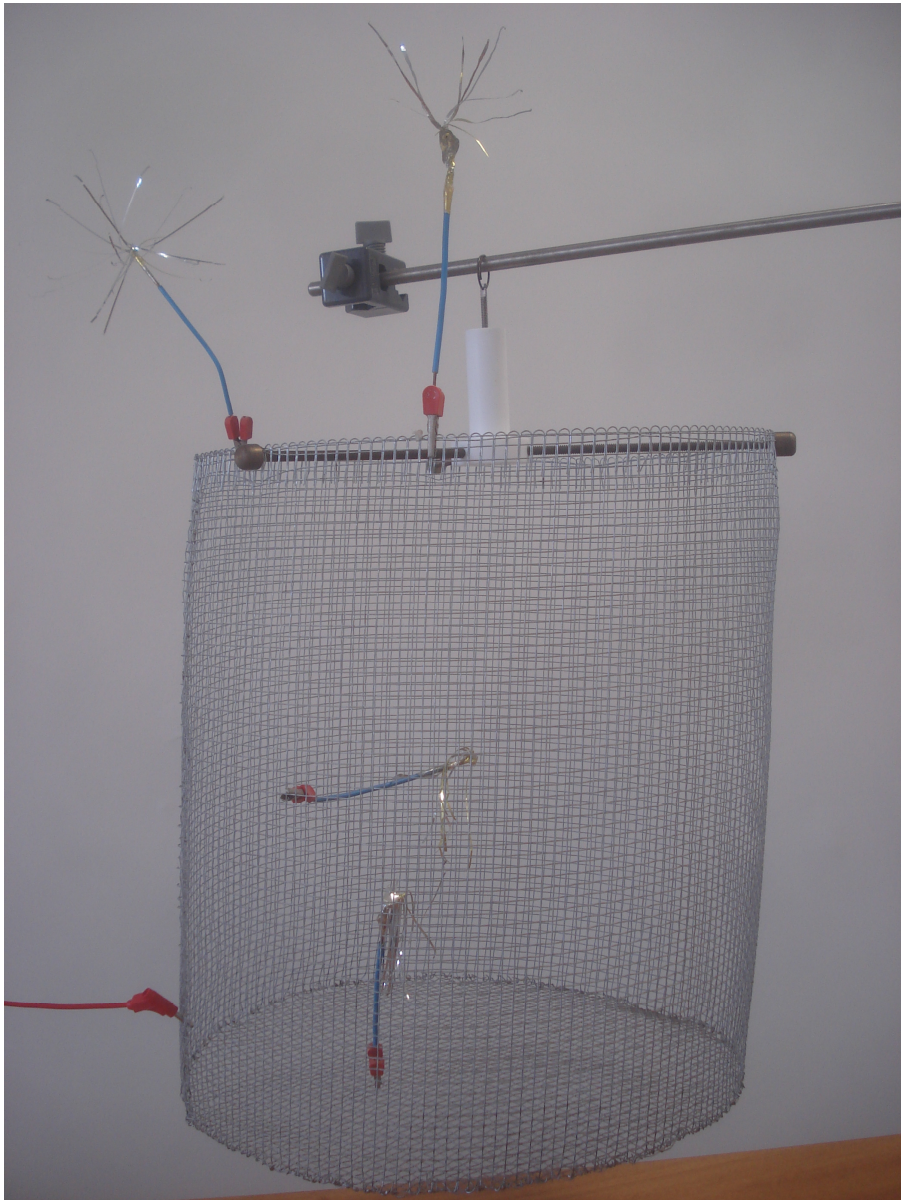


Fig. 2.4.2 Gaiola de Faraday com 4 indicadores de campo elétrico.

As gaiolas de Faraday têm aplicações. Uma consiste na possibilidade de evitar que determinados objetos sejam expostos a campos elétricos não nulos. A outra é de caráter mais fundamental. Se comprovamos com boa precisão que o campo macroscópico dentro de uma gaiola da Faraday é sempre zero no equilíbrio, temos uma comprovação de que o campo elétrico estático realmente cai com o quadrado da distância. Pois esta dependência quadrática é ingrediente essencial da lei de Gauss e por sua vez a ausência de campo elétrico nas gaiolas de Faraday é consequência da lei de Gauss.

Uma terceira aplicação usa a gaiola aproximada, ou seja, a gaiola com furo que liga a cavidade ao mundo externo. Esta gaiola com furo é usada num tipo de gerador eletrostático conhecido como gerador de Van de Graaff. Há diversos aspectos deste gerador eletrostático que podemos explicar somente no capítulo 3. A ideia básica desta máquina é depositar cargas elétricas com a ajuda de pontas metálicas numa esteira isolante e transportá-las para um lugar distante. Neste local há outras pontas metálicas que devem retirar as cargas da esteira e transferi-las para um condutor isolado. O nosso gerador que já usamos em algumas demonstrações e que aparece na figura 2.4.1 é uma versão de pequeno porte deste tipo de gerador. A figura 2.4.3 mostra duas versões desta ideia.

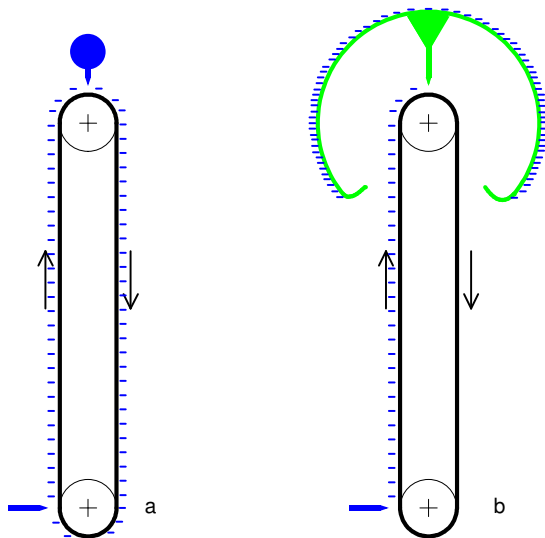


Fig. 2.4.3 Duas versões da ideia do gerador Van de Graaff. A versão a não funciona.

A versão a não funcionaria. Imagine que a esteira realmente transportou cargas e estas foram transferidas para um condutor. Na figura a este condutor está representado como uma bola azul com a ponta de transferência de carga. Uma vez que esta bola recebeu carga, as cargas do mesmo sinal na esteira não teriam nenhuma tendência de pular para aquele corpo cheio de “gente do mesmo sexo”. Na versão b a

situação é diferente graças ao efeito “gaiola de Faraday”. Lá a ponta que receberá a carga da esteira está neutra, e a repulsão entre as cargas na esteira pode provocar uma transferência de carga para esta ponta. Uma vez transferida, esta carga se desloca imediatamente para a superfície externa da “quase-gaiola”.

Acima gastamos um bom tempo para explicar que a argumentação superficial de o campo ser zero dentro de um condutor em equilíbrio é insuficiente. Uma visão mais correta requer a introdução do campo macroscópico. Mas ainda assim existe uma pequena falha na nossa argumentação. Na verdade a condição de equilíbrio requer que a força média que atua sobre as cargas móveis seja zero e não que o campo elétrico médio seja zero. Se não houver forças não elétricas, não há problemas. Mas, em princípio, pode haver outras forças. Em todas as experiências feitas em laboratórios na Terra atua também a atração gravitacional da Terra. Então neste caso a condição de equilíbrio correta não é a (2.4.5), mas a seguinte condição:

$$q\vec{E}(\vec{r}) + m\vec{g} = 0 \text{ dentro de condutores em equilíbrio} \quad (2.4.10)$$

onde q é a carga das partículas eletricamente carregadas e móveis e m é a massa destas partículas. O vetor \vec{g} é o vetor da aceleração da gravidade no local do laboratório ($\vec{g} \approx -\hat{z} 9,8 \text{ m s}^{-2}$ com \hat{z} apontando verticalmente para cima). Hoje em dia sabemos que as partículas dentro dos metais que transportam carga elétrica são elétrons que têm uma carga elétrica de $q \approx -1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$ e uma massa de $m \approx 9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}$. Então dentro de condutores metálicos e dentro de gaiolas de Faraday teríamos no equilíbrio um campo elétrico macroscópico de

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) &= -\frac{m}{q}\vec{g} = -\frac{9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}}{-1,6 \times 10^{-19} \text{ C}} \times \left(-9,8 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \hat{z} \right) = \\ &= -\hat{z} 5,6 \times 10^{-11} \frac{\text{N}}{\text{C}} \end{aligned} \quad (2.4.11)$$

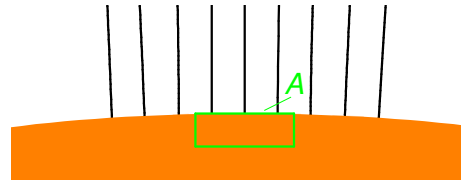
Este campo é conhecido como campo de Shiff-Barnhill³. O módulo deste campo é incrivelmente pequeno de tal forma que na vasta maioria das aplicações podemos

³ L. I. Shiff and M.V. Barnhill : “Gravitation-Induced Electric Field near a Metal” Phys. Rev. 151 – 4 p. 1067-1071 1966.

tranquilamente usar a condição de equilíbrio $\vec{E}(\vec{r}) = 0$. Apesar do valor pequeno, este campo de Schiff-Barnhill foi realmente observado pelos físicos Witteborn e Fairbank⁴ com uma experiência extremamente sofisticada. Há um aspecto interessante no resultado experimental.

Na Física IV vocês aprenderão um pouco mais sobre os elétrons dentro de um metal. E neste contexto se aprende que o elétron se move dentro da rede cristalina como se fosse uma partícula com uma outra massa m^* chamada massa efetiva. Mas a experiência de Witteborn e Fairbank mostrou que a fórmula (2.4.11) é correta e lá deve ser usada a massa verdadeira do elétron e não a massa efetiva. Isto pode ser compreendido, pois a massa que aparece na fórmula (2.4.11) é na verdade uma espécie de “carga gravitacional” e não a constante que relaciona velocidade e momento linear⁵.

Fig. 2.4.4 Conductor com linhas de força terminando na sua superfície. Uma superfície Gaussiana está mostrada em verde.



Na escala macroscópica, qualquer carga num condutor em equilíbrio pode aparecer somente na sua superfície. Olharemos esta carga superficial um pouco mais detalhadamente. A figura 2.4.4 mostra uma região de um condutor perto da superfície (em corte) e algumas linhas de força do campo elétrico. Desenhei as linhas de tal forma que eles terminassem na superfície fazendo um ângulo de 90° ao plano tangencial da superfície do condutor. Isto não foi por acaso. No capítulo 3 veremos que o campo realmente tem que terminar perpendicularmente à superfície de um condutor numa situação de equilíbrio. Agora vamos aplicar a lei de Gauss macroscópica no caso de uma superfície Gaussiana em forma de um cilindro com tampa de área infinitesimal A . Das duas tampas, uma fica no espaço vazio a uma distância $\epsilon > 0$ acima da superfície do condutor e a outra fica “enterrada” dentro do condutor. Na figura a superfície Gaussiana está mostrada na cor verde. As partes enterradas da superfície do cilindro não contribuem para a lei de Gauss na forma macroscópica, já que dentro do condutor temos $\vec{E}(\vec{r}) = 0$. As partes laterais fora do condutor não contribuem porque o vetor superfície destas parcelas é perpendicular ao campo. Mesmo se o campo não fosse perpendicular, no limite $\epsilon \rightarrow 0$ esta parcela sumiria. Então a única contribuição vem da tampa superior externa. Supondo um tamanho infinitesimal da área A , podemos substituir a integração por uma simples multiplicação e temos o resultado

$$\oiint \vec{E} \cdot d\vec{S} = A \hat{n} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \quad (2.4.12)$$

onde \vec{r} é a posição na superfície onde colocamos o cilindro Gaussiano e \hat{n} é o vetor normal da superfície do condutor no ponto \vec{r} , com a convenção de que este aponta para fora do condutor. Com a lei de Gauss macroscópica isto deve ser igual à carga macroscópica existente dentro do cilindro dividido por ϵ_0 :

⁴ Witteborn, F.C., Fairbank, W.M. Experimental comparison of the gravitational force on freely falling electrons and metallic electrons. Phys. Rev. Lett. 19, p.1049-1052, 1967.

⁵ Com o princípio de equivalência não deveria existir nenhuma diferença entre a constante de proporcionalidade de velocidade e momento linear e carga gravitacional. Mas, no caso dos elétrons na rede cristalina, o momento linear ao qual se refere a massa efetiva é uma grandeza um pouco diferente do verdadeiro momento linear.

$$A \hat{n} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = \frac{Q_{dentro}}{\epsilon_0} \quad (2.4.13)$$

Em termos da densidade superficial macroscópica de carga

$$\sigma \stackrel{def.}{=} \frac{Q_{dentro}}{A} \quad (2.4.14)$$

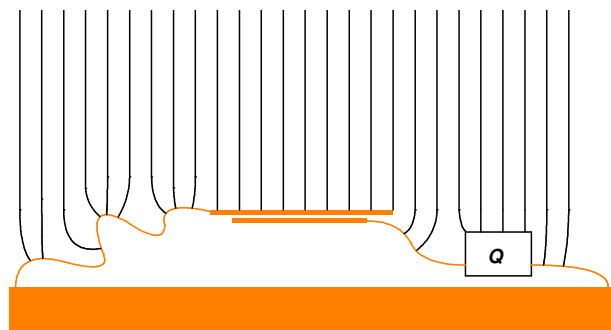
este resultado adquire a seguinte forma:

$$\hat{n} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (2.4.15)$$

Então no equilíbrio numa superfície condutora a componente normal do campo é proporcional à densidade superficial de carga.

Há uma aplicação interessante deste resultado. Futuramente veremos que numa situação fora de equilíbrio pode haver campo elétrico diferente de zero dentro de um condutor. Estes campos geralmente são pequenos, mas são fáceis de se medirem com a ajuda de um instrumento chamado de voltímetro⁶. Mas campos fora de um condutor mesmo de grande valor são um pouco mais difíceis de se medirem. Por exemplo, no campo aberto (campo no sentido de ambiente) temos na atmosfera terrestre normalmente um campo elétrico que aponta verticalmente para baixo e este campo elétrico tem módulos por volta de 100 a 200 N/C. Se você botasse os dois fios elétricos que saem de um voltímetro na atmosfera (um fio no alto e o outro mais baixo) você não vai conseguir medir este campo mencionado. A razão disso é que este campo elétrico, apesar de ter um valor razoavelmente alto, é pouco robusto. A própria presença do voltímetro com os seus dois fios iria alterar o valor do campo e converter o valor de 100 ou 200 N/C num valor muito perto de zero. Por outro lado os campos em condutores na situação fora de equilíbrio são relativamente robustos e podem ser medidos com a ajuda de um voltímetro. Então como pode-se medir o campo elétrico fora de um condutor se ele é tão sensível que a própria presença do medidor destrói o valor?

Fig. 2.4.5 Medidor de campo com placa móvel cobrindo a placa sensor. Algumas linhas de força são indicadas.



A seguinte técnica usa o resultado (2.4.15). Veremos o caso do campo na atmosfera terrestre. Coloca-se uma placa metálica (chamada de placa sensor) em posição horizontal, apoiada num bom isolante. Esta placa é ligada num fio condutor que a conecta num aparato eletrônico capaz de registrar a quantidade de carga elétrica que atravessa este aparato. Então tal aparato faz com a carga elétrica a mesma coisa que o contador de consumo de água da sua casa faz com a água. A saída deste contador é ligada com outro fio que termina na Terra. Por cima da placa condutora se coloca outra placa condutora também horizontal ligada à Terra através de um fio condutor flexível. Esta placa é móvel e ela não encosta

Esta placa é móvel e ela não encosta

⁶ O voltímetro não mede diretamente o campo, mas uma outra grandeza. Mas, com o valor desta grandeza, pode-se calcular o campo.

na placa sensor. Enquanto esta placa móvel cobre a placa sensor, esta segunda está quase dentro de uma gaiola de Faraday formada pela placa móvel, o fio flexível e a Terra. As linhas de força terminam na placa móvel e não na placa sensor. Então com o efeito de gaiola de Faraday, a placa sensor deve estar neutra. Agora se retira a placa móvel como mostrado na figura 2.4.6. Sem a placa móvel tapando a placa sensor, as linhas de força terminam agora na placa sensor. Então deve existir uma densidade superficial de carga na placa sensor. Esta carga tem que ter vindo pelo fio e tem que ter atravessado o registrador de carga. Então pela quantidade de carga que flui enquanto se remove a placa móvel e com o tamanho da área de placa sensor, pode-se determinar o campo usando a relação (2.4.15). Depois a placa móvel é colocada de volta e ocorre um fluxo de carga inverso, pois agora a placa sensor tem que se tornar neutra de novo.

Este tipo de medidor é usado para monitorar o campo na atmosfera terrestre. Como discutiremos futuramente, o valor deste campo pode informar mudanças climáticas da Terra. Fora disso, este tipo de medidor de campo é empregado dentro de equipamentos da Física atômica.

Para fins de ilustração montei um medidor de campo deste tipo, mas para ficar mais facilmente visível para um auditório, montei tudo em forma vertical. Neste caso o medidor não serve para medir o campo da Terra, mas ele pode ser usado para medir o campo de um bastão eletrizado. A forma vertical tem a vantagem de o retirar e o colocar da placa móvel poderem ser feitos com o movimento de um pêndulo. A figura 2.4.7 mostra esta montagem, e a 2.4.8, o uso do medidor para medir o campo de um bastão eletrizado.

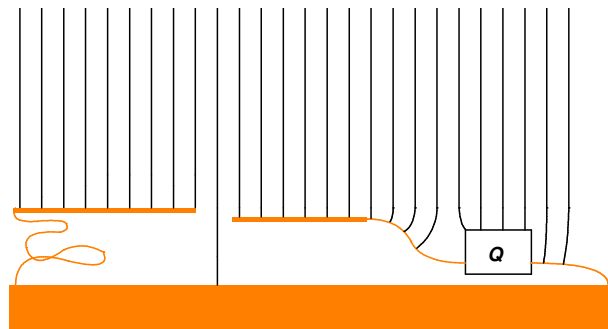


Figura 2.4.6 Medidor de campo com placa móvel afastada da placa sensor. Há linhas de força terminando na placa sensor.

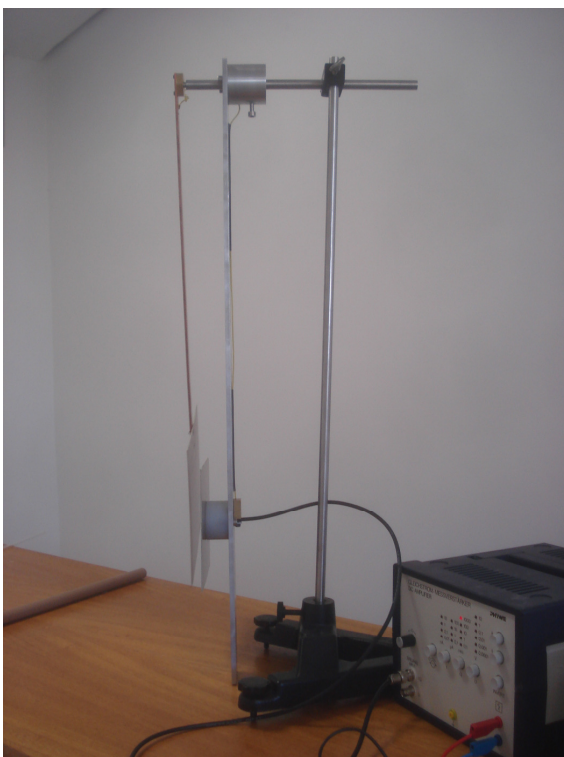
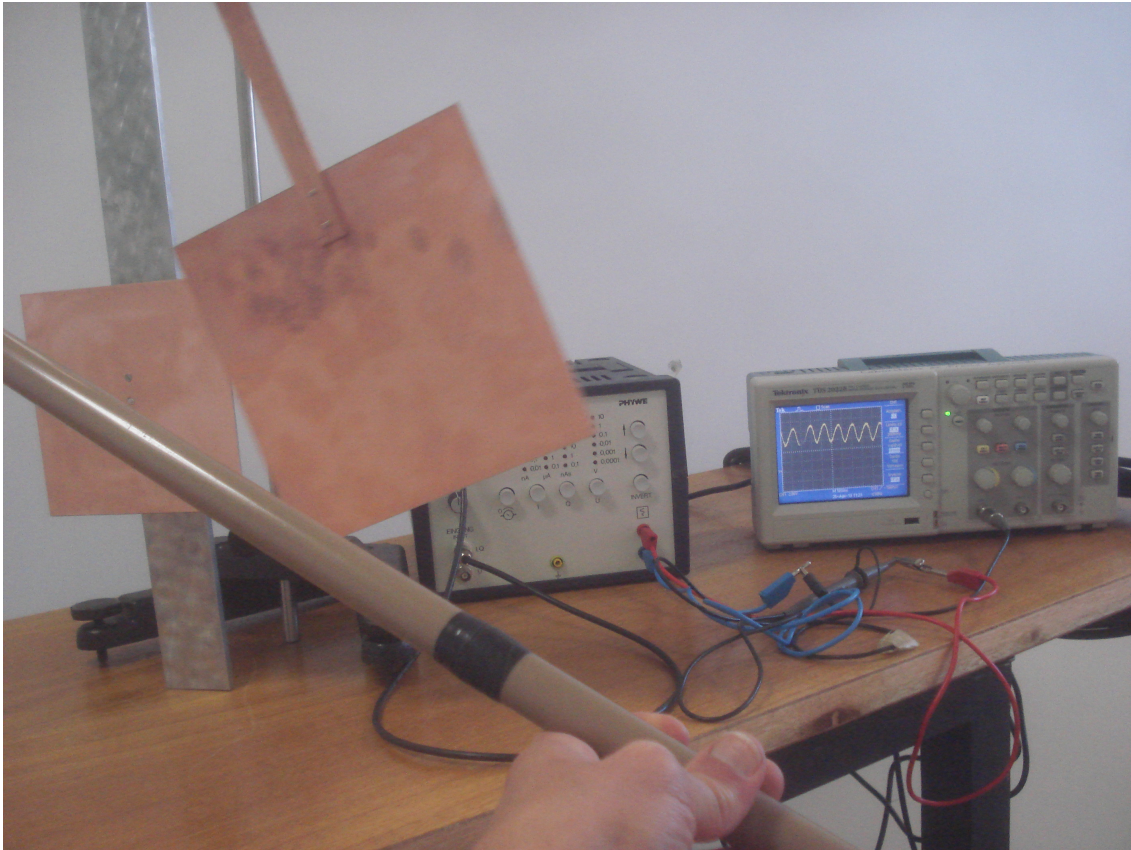


Fig. 2.4.7 Placa sensor vertical montada num cilindro de teflon (branco). Uma placa móvel em forma de pêndulo está na frente da placa sensor. Aparece um registrador de carga no canto direito inferior da imagem.

Fig. 2.4.8 Medição do campo gerado por um bastão eletrizado. O valor de carga registrada pelo medidor de carga é mostrado num osciloscópio como função do tempo. A oscilação do valor de carga ocorre com a frequência do pêndulo.



Exercícios

E 2.4.1: A figura 2.4.9 mostra um corte de um condutor com cavidade. Dentro da cavidade há outro condutor. Vamos supor que o condutor interno tenha uma carga q e o externo uma Q . Determine quanta carga superficial se encontra no equilíbrio na superfície interna do condutor com cavidade, e quanta carga se encontra na sua superfície externa. Use uma sequência lógica de argumentos baseados apenas na condição de equilíbrio (2.4.5), na lei de Gauss macroscópica e na conservação de carga.

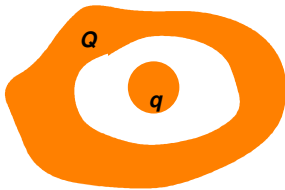


Fig. 2.4.9 Seção de um condutor com cavidade com outro condutor no seu interior.

E 2.4.2: Antes de discutir os efeitos gravitacionais (Campo de Shiff-Barnhill), deduzimos que no equilíbrio a carga fica na superfície dos condutores. Pense se os efeitos gravitacionais alteram o resultado que obtivemos antes.

E 2.4.3: Escreva os pontos de destaque desta seção.