INSTITUTO DE FÍSICA DA UFBA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DO ESTADO SÓLIDO
DISCIPLINA: FÍSICA GERAL E EXPERIMENTAL III (FIS 123)

O CAMPO ELÉTRICO

Quando ouvimos falar em campo de futebol, campo de golfe, campo de aviação etc, logo se tem em mente uma determinada região do espaço com determinadas propriedades específicas. Todos conhecemos as características desses campos, de forma que a uma região do espaço com duas traves, riscas demarcatórias com determinadas dimensões, etc., associamos a um campo de futebol. Se noutra região tem uma pista plana de centenas ou milhares de metros de comprimento, sabemos que se trata de um campo de aviação. Assim, se conhecemos as propriedades ou características de uma determinada região do espaço, podemos associá-lo a um campo bem determinado.

Com o campo elétrico acontece o mesmo. Suponha que coloquemos numa região do espaço uma carga (ou uma distribuição de cargas) denominada de *carga fonte*. Esta fonte irá perturbar todo o espaço de tal maneira que se colocarmos uma outra carga, chamada de *carga de prova*, esta irá sofrer uma força que não existiria se não houvesse a carga fonte. Assim, mesmo que não tivéssemos a carga de prova, é razoável supor que as propriedades deste espaço foram alteradas. É claro que só podemos *detectar* essa alteração com o auxílio da carga de prova, mas o que queremos afirmar é que *essa perturbação independe da existência da carga de prova*.

Para observarmos que tipo de propriedades é essa, voltemos à nossa carga de prova q_o e observemos que tipo de perturbação ela sofre. Se existe um campo elétrico não nulo nessa região, essa carga sofrerá uma força de módulo, direção e sentido bem determinados. Em outras palavras, queremos ressaltar que essa perturbação tem caráter vetorial, pois ao colocarmos uma *grandeza escalar* (a carga elétrica) em qualquer ponto desse campo, atuará sobre ela uma *grandeza vetorial*, que é a força elétrica.

Uma outra característica é que se duplicarmos ou triplicarmos o valor da carga de prova, a força duplicará ou triplicará em módulo, mas manterá a mesma direção e sentido. Se mudarmos apenas o sinal da carga, a força mudará apenas de sentido, mantendo seu módulo e direção. Entretanto, qualquer que seja o valor da carga de prova, *a razão entre a força e a carga nos dará sempre um único valor*. Se repetirmos essa operação em outro ponto do espaço, obteremos também um único valor para essa razão, mas cujo valor em geral é diferente daquele obtido no primeiro ponto. Para todos os pontos do espaço essa característica se repete, de modo que podemos afirmar que essa grandeza é uma *função de ponto*.

Uma vez feitas essas considerações, podemos definir como *vetor campo elétrico* a razão entre a força que atua sobre uma carga de prova sobre o valor dessa carga, ou seja:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_o} \qquad \textbf{(1)}$$

No capítulo referente à lei de Coulomb, já tínhamos visto a relação acima, ou seja, vimos que a força que atuava sobre uma carga q_l, devido a uma distribuição discreta de cargas, era escrita como:

$$\vec{F}_i = q_i \sum_{\substack{j=1 \\ j\neq i}}^{N} \frac{Kq_j}{r_{ij}^2}\hat{r}_{ij} = q_i\vec{E}_i \quad \textbf{(2)}$$

Comparando as expressões **(1)** e **(2)**, o valor do campo elétrico devido a uma distribuição discreta de cargas, no ponto onde se localiza a carga de prova q_i, é a somatória da expressão (2).

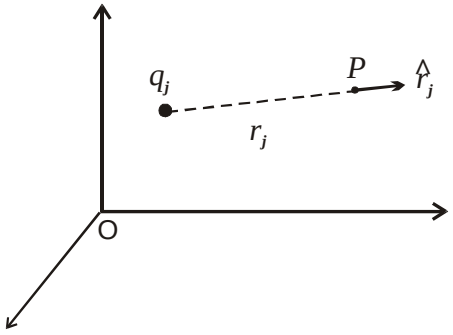
Existem algumas observações de ordem metodológica quanto à definição de campo acima expressa, quando se supõe a presença da carga de prova nessa definição. O campo elétrico foi criado por *outras* cargas e mesmo que a carga de prova não estivesse presente o campo existiria. Entretanto, a menos que essas cargas estivessem fixas, ao introduzir a carga de prova no espaço, haverá uma alteração nas posições das demais cargas devido à força exercida por q_o e, consequentemente, haverá alteração no campo original. Para superar esse impasse, seria desejável fazer com que o valor dessa carga tenda a zero, de modo que sua influência sobre a distribuição seja desprezível. Contudo, devido ao princípio de quantização das cargas, esse limite não é possível, já que o menor valor que se pode ter para a carga é justamente a carga *e* do elétron. Desta forma, podemos definir o campo como sendo:

$$\vec{E} = \lim_{q_o \to e}\left(\frac{\vec{F}}{q_o}\right) \quad \textbf{(3)}$$

Assim, com essa definição, o problema para os casos macroscópicos estará resolvido, uma vez que a perturbação introduzida pela carga do elétron é desprezível diante de outras cargas. Contudo, para os casos microscópicos essa definição não é mais conveniente uma vez que na escala atômica o campo gerado pela carga do elétron já não pode ser considerado desprezível.

Para se evitar essas ambigüidades e aliado ao fato de que admitimos a existência do campo mesmo sem a carga de prova, muitos autores preferem ignorar a existência desta carga na definição do campo. Assim, o campo criado por uma carga puntiforme q_j em um ponto P é definido simplesmente como:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{Kq_j}{r_j^2}\hat{r}_j \qquad \textbf{(4)}$$



Onde r_j é a distância da carga q_j ao ponto P e $\hat{r}_j$ é um vetor unitário, cuja direção é o da reta que une q_j à P e sentido divergente à carga (isto é, aponta no sentido de q_j à P)

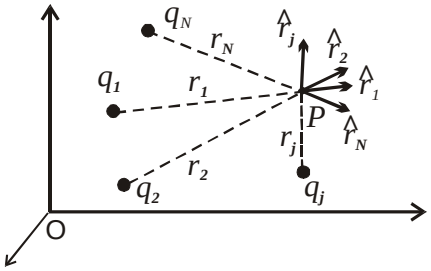
Definido desta forma, o campo será determinado inequivocamente, seja em escala macroscópica ou microscópica. Naturalmente, se uma carga de prova for introduzida no espaço, uma nova configuração de cargas surgirá e será necessário recalcular o valor do campo. Não há outro jeito! Contudo, em nosso curso não iremos nos deter diante disso, pois iremos estudar apenas casos em que envolvam cargas fixas ou casos onde as cargas sejam muito maiores do que a carga elementar *e*.

Uma última questão se refere à necessidade de se definir o campo. Uma primeira “vantagem” é que se conhecemos o campo em um certo ponto e em suas redondezas iremos conhecer o comportamento de qualquer carga que seja colocada nessa região, independente de seu valor ou sinal. Se o campo é conhecido em todo o espaço, o comportamento de qualquer carga será conhecido em todo

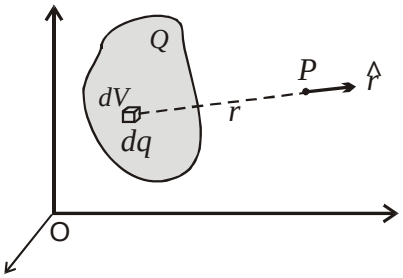
o espaço também. Para isso basta multiplicar o valor da carga em questão pelo valor do campo e teremos a força - e portanto a equação de movimento – e o estado físico do sistema será conhecido.

A introdução do campo serve também para se evitar o conceito da ação à distância. O formalismo apresentado pela lei de Coulomb contempla apenas a interação entre as cargas e apenas nos pontos onde elas se localizam. Ademais não contempla a importante questão de como a informação é transmitida, pressupondo inclusive que a troca de informação é realizada instantaneamente. Ora, sabemos que, ao contrário disso, qualquer informação é transmitida com velocidade finita e a troca de informações entre as cargas se dá a velocidade da luz. Assim, se uma carga se move bruscamente, o efeito desse movimento em outras cargas não é sentido instantaneamente, mas sim só se dará depois de decorridos alguns instantes, ou seja, após o tempo em que essa informação é transmitida e recebida por outras cargas. O agente que realiza essa tarefa é o campo elétrico. Dessa forma, podemos considerar que a força exercida sobre uma carga como sendo a *força exercida pelo campo*, ao invés de considerá-las exercida diretamente pelas outras cargas.

Para o calculo do campo produzido por mais de uma carga puntiforme, isto é, por uma *distribuição discreta de cargas* q_1, q_2, ...q_j,...q_N, usamos o princípio da superposição e obtemos:



$$\vec{E} = \sum_{j=1}^{N} \frac{K q_j}{r_j^2} \hat{r}_j$$



O campo elétrico para uma *distribuição contínua de cargas* é também determinado a partir do princípio de superposição. Suponha que Q seja a carga de um objeto e que dq seja a carga contida no interior de um volume infinitesimal dV localizado no interior deste objeto. O campo elétrico produzido por este elemento de carga em um ponto P, localizado a uma distância *r* do elemento, será:

$$d\vec{E} = \frac{K\,dq}{r^2} \hat{r}$$

Desta forma, o campo produzido pela carga total Q será a soma (integral) vetorial destes campos infinitesimais, isto é:

$$\vec{E} = \int d\vec{E} = \int \frac{K\,dq}{r^2} \hat{r}$$