

А. МИГДАЛ и И. ПОМЕРАНЧУК

О КОНЦЕ ТРЭКА МЕЗОТРОНА В КАМЕРЕ ВИЛЬСОНА

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 13 III 1940)

В последнее время в литературе появилось несколько снимков, на которых виден конец мезотронного трэка⁽¹⁾. Исходя из предположения о распаде мезотрона, можно было бы ожидать, что такой трэк окончится электронным следом, чего нет на приведенных в литературе фотографиях. Следует, однако, иметь в виду, что мезотрон, прекративший заметно ионизовать, обладает достаточной энергией, чтобы продиффундировать на некоторое расстояние от конца своего трэка раньше, чем произойдет распад. К сожалению, указать точно длину диффузионного пути невозможно, так как она зависит от скорости мезотрона в момент окончания трэка. Исходя из боровского условия для ионизации, эта скорость должна иметь порядок нескольких единиц на 10^{-8} см/сек. После прекращения ионизации мезотрон замедляется в результате упругих столкновений с ядрами. Таким образом энергия мезотрона убывает, и коэффициент диффузии зависит от времени.

Из уравнения диффузии

$$\frac{\partial F}{\partial t} = D\Delta F \quad (1)$$

получим следующее выражение для вероятности нахождения мезотрона в единице объема F ⁽²⁾.

$$F = \left(\frac{3}{2\pi r^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{3r^2}{2r^2}}, \quad (2)$$

где

$$\bar{r}^2 = 6 \int_0^{\infty} D dt;$$

коэффициент диффузии D , как известно, равен

$$D = \frac{1}{3} V\lambda = \frac{V}{3\sigma_{\text{eff}}N},$$

где V — скорость мезотрона, N — число атомов в единице объема. Эффективное сечение для диффузии σ_{eff} равно

$$\sigma_{\text{eff}} = \int \sigma (1 - \cos \theta) d\Omega = \frac{2\pi z^2 e^4}{4E^2} \int_0^{\pi} \frac{(1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (3)$$

θ_0 — угол, определяемый экранированием атомными электронами и равный по порядку величины

$$\theta_0 \sim \frac{\left(\frac{ze^2}{E}\right)}{a_0 z^{-1/3}} = \frac{z^{4/3} e^4 m}{E \hbar^2}.$$

С помощью (3) получим

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{\pi z^2 e^4}{E^2} \ln \frac{2}{\theta_0} = \frac{\pi z^2 e^4}{E^2} \ln \frac{2E \hbar^2}{z^{4/3} m e^4}. \quad (4)$$

Энергия, теряемая мезотроном на единице пути, равна

$$-\frac{dE}{dx} = N \int \sigma \frac{\left(2p \sin \frac{\theta}{2}\right)^2}{2M} d\Omega = N \pi \frac{z^2 e^4}{E^2} E \frac{2\mu}{M} \ln \frac{2E \hbar^2}{z^{4/3} m e^4} = N \sigma_{\text{eff}} E \delta, \quad (5)$$

где μ — масса мезотрона, p — его импульс, M — масса атома.

Так как $\delta = \frac{2\mu}{M} \ll 1$, то заметное изменение энергии мезотрона происходит в результате многих столкновений. Это обстоятельство делает законным применение уравнения диффузии.

Вычислим выражение \bar{r}^2 , которое входит в функцию распределения (2):

$$\bar{r}^2 = 6 \int_0^\infty D dt = 6 \int_{E_0}^0 D(E) \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dt}\right)} = 6 \int_{E_0}^0 \frac{D(E) dE}{\delta \sigma_{\text{eff}} E N} = \frac{\lambda_0^2}{2\delta}, \quad (6)$$

где $\lambda_0 = \frac{1}{N \sigma_{\text{eff}}}$ — энергия мезотрона, соответствующая началу диффузии.

При $E_0 = 10 \text{ kV}$ получаем в воздухе при нормальных условиях $\sqrt{\bar{r}^2} = 1,0 \text{ см}$ (при $\mu = 160 m$, где m — масса электрона).

Вычислим еще время, в течение которого произойдет замедление мезотрона:

$$\tau = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{\frac{dE}{dt}} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\delta \sigma_{\text{eff}} E N} = \frac{2\lambda_0}{3\delta V_0}. \quad (7)$$

В нашем примере $\tau \sim 10^{-8}$ сек.

При энергии мезотрона, соответствующей $\theta_0 \sim 1$, формула (4) перестает быть верной. Однако это условие выполняется при таких энергиях, при которых диффузия ничтожна. Поэтому полная диффузионная длина определяется выражением (6).

Отметим также, что потеря энергии при упругих столкновениях с ядрами после прекращения ионизации должна учитываться при определении энергии частиц по их пробегам в камере Вильсона или по суммарной ионизации в ионизационной камере.

В частности, каждый осколок, получающийся при делении урана, расходует на ядерные столкновения энергию порядка 1 MeV.

Физико-технический институт
Академии Наук СССР
Ленинград

Поступило
20 III 1940

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ H. Meier-Leibnitz, ZS. f. Phys., B. 112, 569 (1939); Y. Nishina, M. Takeuchi, T. Ichimiya, Phys. Rev., vol. 55, 585 (L) (1939). ² B. E. Rose, S. M. Smith, Proc. Am. Phil. Soc., vol. 78, 573 (1938).