01 *Журнал технической физики, т. 63, в. 4, 1993*

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОХОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Н.Д.Наумов

Воздействие внешнего электромагнитного поля приводит к дополнительному искривлению траекторий заряженных частиц, проходящих через вещество. В результате этого изменяются характеристики процесса переноса частиц. Влияние неоднородного магнитного поля квадрупольного типа рассматривалось в работе [1]. Целью данной работы является расчет влияния постоянного и однородного магнитного поля на энерговыделение потока быстрых тяжелых заряженных частиц, распространяющегося перпендикулярно направлению поля.

Изложим вначале расчетную схему на примере задачи об энерговыделении частиц при отсутствии поля. Наиболее простой моделью процесса переноса является приближение непрерывного замедления. Однако в этой модели пространственное распределение потерь энергии моноэнергетического потока имеет расходимость, так как здесь пренебрегается разбросом по энергиям, появляющимся у частиц при прохождении через вещество. Это указывает на возможность модификации модели непрерывного замедления для учета флуктуаций пробегов частиц путем замены исходного моноэнергетического распределения на распределение с эффективным разбросом по энергиям; в частности, для нерелятивистских частиц можно выбрать это распределение в следующем виде:

$$f(T) = \frac{2T}{\left[2\pi\sigma^2 T_0^4\right]^{1/2}} \exp\left[-\frac{(T^2 - T_0^2)^2}{2\sigma^2 T_0^4}\right]. \qquad (1)$$

Выбор такого вида распределения связан с тем, что в этом случае плотность потока частиц в приближении непрерывного замедления совпадает по форме с решением уравнения переноса в так называемом диффузионном приближении [2], учитывающим флуктуации потерь энергии частицами вследствие статистического характера неупругих столкновений с атомами вещества. Но если в диффузионном приближении для дисперсии распределения σ^2 получается расчетная формула, то в (1) следует положить $\sigma = s$, где s — экспериментальное значение страгглинга [3]; в частности, для протонов $s = 0.01{-}0.02$. Если же поток обладает еще разбросом по энергиям ΔT, то, очевидно, нужно взять $\sigma^2 = (\Delta T/T_0)^2 + s^2$, поскольку (1) можно аппроксимировать гауссовым распределением с шириной σT_0.

Пусть магнитное поле B направлено вдоль оси z, вещество занимает полупространство $x \geqslant 0$, а однородный моноэнергетический поток частиц направлен вдоль оси x. Тогда исходное уравнение имеет следующий вид:

$$\cos\varphi \frac{\partial N}{\partial x} - \mu \frac{\partial N}{\partial \varphi} = \frac{\partial}{\partial T}(\varepsilon N) + S(x, T, \theta, \varphi),$$

$$S(\xi) = N_0 \delta(x) f(T) \delta(\varphi) \delta(\theta - \frac{\pi}{2}). \qquad (2)$$

Здесь $N(\xi)$ — плотность потока частиц (для краткости через ξ обозначена совокупность переменных x, T, θ, φ где T — кинетическая энергия; θ, φ — полярный и азимутальный углы вектора скорости),

$$\mu = \frac{1}{a}\left[\frac{T_0}{T}\right]^{1/2},$$

$a = c\sqrt{2mT_0}/eB$ — радиус орбиты частицы в магнитном поле, $\varepsilon(T)$ — тормозная способность вещества.

Для частиц нерелятивистских энергий можно пренебречь зависимостью ионизационного логарифма от T, т.е. положить $\varepsilon = T_0^2/2RT$, где R — пробег частиц с начальной энергией T_0.

Введем функцию $F = \varepsilon N$ и рассмотрим аналогичное (2) уравнение

$$\hat{L}F = -Q, \qquad Q(\xi) = N_0\delta(x)\delta(T-U)\delta(\varphi)\delta\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right),$$

$$\hat{L} = \frac{\partial}{\partial T} + \frac{\cos\varphi}{\varepsilon}\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\mu}{\varepsilon}\frac{\partial}{\partial\varphi}. \tag{3}$$

Уравнение (3) можно решить методом функций Грина, т.е.

$$\hat{L}G(\xi,\xi') = -\delta(\xi-\xi'), \qquad F(\xi) = \int G(\xi;\xi')Q(\xi')d\xi',$$

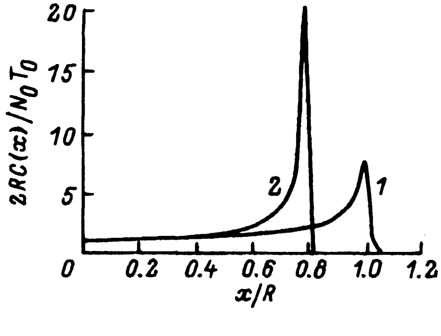
$$G(\xi;\xi') = H(T'-T)\delta(x-x'-Y)\delta(\varphi-\chi). \tag{4}$$

Здесь $H(T'-T)$ — ступенчатая функция Хевисайда, $\chi(q) = \varphi' - \Psi t'^{3/2}$,

$$\Psi(q) = \frac{4}{3}h\left[1-(1-q)^{3/4}\right], \quad q = 1-(T/T')^2, \quad t = T/T_0, \quad h = R/a,$$

$$Y = Rt'^2\int_0^q \cos\chi(p)dp$$

выражается через неполную гамма-функцию [4]. Для практических расчетов можно аппроксимировать $\Psi(q)$ кусочно-линейной функцией $\Psi_n(q) = \alpha_n q - \beta_n$. Здесь и в дальнейшем индекс n принимает значения 0, 1, 2 в зависимости от величины аргумента $\alpha_0 = h$, $\beta_0 = 0$, $0 \leqslant q \leqslant q_1 = 0.35$; $\alpha_1 = 1.3016h$, $\beta_1 = 0.1056h$, $q_1 < q \leqslant q_2 = 0.875$; $\alpha_2 = 2.4h$, $\beta_2 = 1.0667h$, $q_2 < q \leqslant 1$.



Вычисляя, согласно (4), функцию F, затем можно определить пространственное распределение потерь энергии в случае источника (3), имеющее, как уже отмечалось выше, особенность в конце пробега частиц

$$b(x, U) = \int F(\xi) \sin\theta d\theta d\varphi dT = N_0 \int \delta[x - Y_n(u, \eta)] dT.$$

Здесь введены обозначения $Y_n(u, \eta) = g_n + d_n \sin \Psi_n(\eta)$, $d_n = R\sqrt{u}/\alpha_n$, $\eta = 1 - (T/U)^2$, $g_0 = 0$, $g_n = Y_{n-1}(u, q_n) - d_n \sin \Psi_n(q_n)$, $u = U/T_0$. В частности, при $(8/3)hu^{3/2} \approx (8/3)h \leqslant \pi$ находим

$$b(x, U) = \frac{N_0 T_0}{2Ru} \left[(1 - \gamma^2) \left(1 - \frac{1}{\alpha_n} [\beta_n - u^{-3/2} \arcsin \gamma] \right) \right]^{-1/2},$$

где $\gamma = (x - g_n)/d_n$.

Нас же интересует "размазанное" в соответствии с (1) распределение $C(x) = \int b(x, T) f(T) dT$.

На рисунке представлены результаты расчета кривой Брэгга при отсутствии поля (кривая *1*) и для значения параметра $h = 1$ (кривая *2*); в расчетах полагалось $\sigma = 0.015$. Изменение формы кривой Брэгга при наличии магнитного поля вызвано тем, что по мере проникновения в вещество частицы под влиянием поля проходят в слоях вещества пути, длины которых постепенно возрастают по сравнению с толщинами слоев. В результате уменьшается глубина проникновения частиц в вещество и увеличивается пик кривой Брэгга. В случае $(8/3)h > \pi$ частицы будут двигаться и в обратном направлении, что также приведет к увеличению энерговыделения.

Список литературы

[1] *Кимель Л.Р., Салимов О.Н.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 6. С. 1154–1180.
[2] *Ремизович И.С., Рогозкин Д.Б., Рязанов М.И.* Флуктуации пробегов заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.
[3] *Janni J.F.* // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1982. Vol. 27. N 2/3. P. 214–529.
[4] *Наумов Н.Д., Павленко Ю.Г.* // Изв. вузов. Физика. 1991. Т. 34. № 7. С. 13–15.

Поступило в Редакцию
3 января 1992 г.