01

Теория обьемного захвата частиц в режим каналирования

© *В.П. Кощеев*

Сургутский государственный университет
E-mail: koscheev@surgu.wsnet.ru

Поступило в Редакцию 24 сентября 2001 г.

Построена теория обьемного захвата тяжелых релятивистских частиц в режим каналирования. Показано, что дискретность потенциала атомной плоскости изогнутого кристалла является причиной механизма упругих потерь энергии поперечного движения каналированных частиц, которые в 10^7 раз превосходят неупругие потери энергии поперечного движения.

Основные принципы теории обьемного захвата частиц в режим каналирования были сформулированы в [1]. Указывалось [1], что обьемный захват протонов в режим каналирования возможен в случае, когда упругие потери энергии поперечного движения превышают неупругие потери энергии поперечного движения в 10^7 раз. Упругий механизм потерь энергии поперечного движения частиц в изогнутых каналах кристалла состоит из двух слагаемых, одно из которых связано с многократным рассеянием на тепловых колебаниях атомов кристалла и квантовых флуктуациях местоположения атомных электронов. Влияние этого слагаемого на динамику обьемного захвата частиц в режим каналирования было впервые исследовано методом компьютерного моделирования траекторий каналированных частиц в [2] и методом решения кинетического уравнения движения типа Фоккера–Планка в [3]. Второе слагаемое, которое обеспечивает упругий механизм потерь энергии частиц в изогнутых каналах кристалла, обусловлено дискретностью потенциала атомной плоскости. Цель настоящей статьи составляет построение теории обьемного захвата частиц в режим каналирования, в которой учитывается вклад этих двух слагаемых.

Движение каналированных частиц происходит в электрическом потенциале кристалла, который складывается из кулоновских потенциалов атомных ядер, расположенных в узлах кристаллической решетки, и кулоновских потенциалов атомных электронов:

$$U(r) = \sum_n \left(\frac{Ze^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n|} - \sum_{j=1}^{Z} \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{nj}|} \right), \quad (1)$$

где Ze — заряд атомного ядра; $\mathbf{r}_n = \mathbf{r}_{n0} + \delta\mathbf{r}_n$; вектор $\delta\mathbf{r}_n$ определяет положение атомного ядра, смещенного из узла кристаллической решетки благодаря тепловым колебаниям; $\mathbf{r}_{nj} = \mathbf{r}_{n0} + \delta\mathbf{r}_n + \delta\mathbf{r}_{nj}$; вектор $\delta\mathbf{r}_{nj}$ определяет положение j-го электрона по отношению к положению n-го атомного ядра. Вектор $\mathbf{r}_{n0}$ определяет положение n-го узла кристаллической решетки.

Усреднение по независимым тепловым колебаниям атомов кристалла осуществляется с помощью функции распределения Гаусса. Усреднение по квантовым флуктуациям местоположения атомных электронов осуществляется с помощью метода [4], который Бете использовал для вычисления атомного форм-фактора. Эти усреднения производятся по координатам всех ядер и электронов и обозначаются символами $\langle \ldots \rangle_T$ и $\langle \ldots \rangle_e$ соответственно. Потенциал кристалла может быть представлен в виде

$$U(r) = \overline{U} + \delta U_z(r) + \delta U(r), \quad (2)$$

где $\overline{U} = \overline{U}(x)$ — непрерывный потенциал плоскостного канала кристалла, усредненный по тепловым колебаниям атомов; $\delta U_z(r) = \langle U \rangle_{e,T} - \overline{U}$ — поправка к непрерывному потенциалу, связанная с дискретностью расположения атомов в плоскости, которая не является источником флуктуаций; $\delta U(r) = U(r) - \langle U \rangle_{e,T}$ — флуктуация потенциала, вызванная тепловыми колебаниями атомных ядер и квантовыми флуктуациями местоположения атомных электронов.

Движение быстрых заряженных частиц в изогнутых плоскостных каналах кристалла будем описывать с помощью стохастического уравнения эволюции поперечной энергии, которое было построено в [5]:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{2}{T(\varepsilon)} \int\limits_{X_1(\varepsilon)}^{X_2(\varepsilon)} \frac{\partial}{\partial x} (\delta U + \delta U_z) \cdot dx, \quad (3)$$

где $T(\varepsilon)$ — период колебаний частицы в плоскостном канале кристалла; $X_{1,2}$ — точки поворота классической траектории каналированных частиц могут быть определены из уравнения $U_{eff}(X_{1,2}) = \varepsilon$; эффективный потенциал плоскостного канала изогнутого кристалла имеет вид

$$U_{eff}(x) = \overline{U}(x) - \frac{pvx}{R},$$

pv — энергия налетающей частицы; R — радиус изгиба кристалла; $y = s\cos\phi$; $z = s\sin\phi$; угол ϕ лежит в плоскости YOZ вдали от главных кристаллографических направлений; $s \simeq vt$ — глубина проникновения каналированных частиц в кристалл.

Легко видеть, что дискретность атомной плоскости является причиной несохранения средней поперечной энергии каналированных частиц

$$\frac{d\overline{\varepsilon}}{dt} = -\frac{2}{T(\overline{\varepsilon})}\left\{\delta U_z[X_2(\overline{\varepsilon}), t] - \delta U_z[X_1(\overline{\varepsilon}), t]\right\}. \quad (4)$$

Уравнение (4) содержит малый параметр, который равен отношению расстояния между атомами в плоскости к длине волны пространственных колебаний частицы в плоскостном канале кристалла. С помощью метода многих масштабов [6] уравнение (4) может быть преобразовано к виду

$$\frac{d\overline{\varepsilon}}{dt} = -\frac{2}{T(\overline{\varepsilon})}\left\{\overline{U}[X_2(\overline{\varepsilon})] - \overline{U}[X_1(\overline{\varepsilon})]\right\}. \quad (5)$$

Уравнение (5) можно переписать в виде

$$\frac{d\overline{\varepsilon}}{ds} = -\frac{2pv}{R\lambda_{ch.}}[X_2(\overline{\varepsilon}) - X_1(\overline{\varepsilon})], \quad (6)$$

где $\lambda_{ch.} = vT(\overline{\varepsilon})$ — длина волны пространственных осцилляций каналированных частиц в плоскостном канале кристалла.

С помощью (6) можно оценить величину упругих потерь поперечной энергии каналированных частиц в изогнутом кристалле

$$\left|\frac{d\overline{\varepsilon}}{ds}\right|_{el.} \simeq \frac{2pv\Psi_L}{R\pi}, \quad (7)$$

где Ψ_L — критический угол каналирования Линдхарда [7]. Формула (7) получена при условии $X_2(\overline{\varepsilon}) - X_1(\overline{\varepsilon}) \simeq d_p$ — межплоскостное расстояние; $\lambda_{ch.} \simeq \pi d_p/\Psi_L$. В [1] была дана оценка величины неупругих потерь поперечной энергии каналированных частиц

$$\left|\frac{d\overline{\varepsilon}}{ds}\right|_{inel.} \simeq \Psi_L^2\,\rho, \quad \text{MeV/cm}, \quad (8)$$

где ρ — плотность кристалла (g/cm^3).

Критический угол Линдхарда лежит в пределах $\Psi_L \simeq 10^{-4}-10^{-6}$ rad. для протонов с энергией 1 GeV–10 TeV, каналированных в кристаллах кремния [1]. Критическое значение величины $(pv/R)_{cr.} \simeq 5\,\mathrm{GeV}\cdot\mathrm{cm}^{-1}$ для кристалла кремния было определено из условия равенства центробежной силы и максимального значения кулоновской силы, которая действует на каналированную частицу со стороны атомной плоскости [8]. Легко видеть, что упругие потери энергии поперечного движения (7) не менее чем в 10^7 раз превосходят неупругие потери энергии поперечного движения (8) в полном согласии с [1].

Список литературы

[1] *Сумбаев О.И.* // ЖТФ. 1987. Т. 67. В. 11. С. 2067–2077.
[2] *Таратин А.М., Воробьев С.А.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 8. С. 1598–1604.
[3] *Кудряшов Н.А., Петровский С.В., Стриханов М.Н.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 4. С. 68–73.
[4] *Бете Г.* Квантовая механика. М.: Мир, 1965. 333 с.
[5] *Кощеев В.П.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 18. С. 61–64.
[6] *Найфэ А.* Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984. 535 с.
[7] *Линдхард Й.* // УФН. 1969. Т. 99. В. 2. С. 249–296.
[8] *Бирюков В.М., Котов В.И., Чесноков Ю.А.* // УФН. 1994. Т. 164. № 10. С. 1017–1040.