

02; 05

© 1991 г.

АСИММЕТРИЯ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ДЕКАНАЛИРОВАНИИ В СВЕРХРЕШЕТКАХ

В. Н. Рудько

Исследовано излучение позитронов при резонансном деканалировании в сверхрешетках с напряженными слоями, когда длина волны поперечных колебаний частицы в канале равна периоду сверхрешетки L . Показано, что в зависимости от отношения ν толщины первого слоя к $1/2 L$ при неизменных толщинах остальных слоев угловая зависимость излучения изменяется от симметричной (при $\nu=1/2$) до резко асимметричных зависимостей при $\nu \approx 0$ и 1. Асимметрия угловых зависимостей излучения позитронов при резонансном деканалировании может быть использована для определения величин малых упругих деформаций в сверхрешетках с $L \sim 0.5-5$ мкм.

В последние годы появилась серия работ, посвященных изучению каналирования в кристаллах с крупномасштабными периодическими искажениями решетки. Под «крупномасштабными» понимаются такие искажения, период которых намного превышает постоянную решетки кристалла и имеет тот же порядок величины, что и длина волны поперечных колебаний каналированных частиц. В первую очередь следует отметить прецизионные экспериментальные работы [1-4] по резонансному деканалированию ионов ^4He в сверхрешетках с напряженными слоями. Другим направлением является исследование излучения электронов и позитронов при каналировании в таких кристаллах. Рассматривалось излучение при каналировании как в статических полупроводниковых сверхрешетках [5-10], так и в динамических сверхрешетках, создаваемых гиперзвуковой волной [11-13].

В настоящей работе мы исследуем угловую зависимость излучения позитронов при плоскостном каналировании в сверхрешетках с напряженными слоями [14]. Рассматривается режим резонансного деканалирования, когда период сверхрешетки равен длине волны поперечных колебаний [15]. Будет показано, что вид угловой зависимости существенно определяется отношением толщины первого (лицевого) слоя к периоду сверхрешетки. При изменении этого отношения при неизменных толщинах всех остальных слоев сверхрешетки можно получить разнообразный набор угловых зависимостей излучения — от симметричной до резко асимметричных.

Будем предполагать, что энергия позитронов достаточно велика, так что поперечное движение можно считать классическим. Рассмотрим плоскостное каналирование частицы в потенциале $U(x) + V(x)W(z)$, где xz — плоскость каналирования; ось z направлена вдоль оси канала (система координат показана на рис. 1); $W(z)$ — периодическая вдоль оси z функция с периодом L ;

$U(x)$ — усредненный непрерывный [потенциал канала, т. е. $\int_0^L W(z) dz = 0$].

Функция $V(x)$ зависит от того, каким образом искажен однородный потенциал канала [6, 9]. Для конкретности будем считать, что толщина всех слоев сверхрешетки, начиная со второго, равна $L/2$, а толщина первого — $(1-\nu)L/2$, где $0 \leq \nu \leq 1$.

Чтобы дать наглядное описание рассматриваемого явления и получить простые аналитические выражения для угловых зависимостей излучения, нам придется сделать ряд упрощающих предположений. Большинство этих предположений может быть снято при детальных численных расчетах. Будем предполагать, что 1) длина деканализирования, обусловленная рассматриваемыми крупномасштабными искажениями решетки, меньше, чем длина деканализирования, связанная со всеми остальными механизмами [16], 2) позитрон деканализирует, приближаясь на некоторое расстояние $d_p - x_c$ до стенки канала ($2d_p$ — ширина канала), 3) невозмущенный потенциал канала в интервале $(-x_c, x_c)$ является гармоническим $(1/2)\omega_0^2 x^2$. Тогда уравнение, описывающее поперечное движение частицы в канале (110) ($\langle 100 \rangle$ — направление роста сверхрешетки), можно записать в виде

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{\omega_0^2}{\gamma} \left[x - \frac{L\gamma}{8} W(z + z_v) \right] = 0, \quad (1)$$

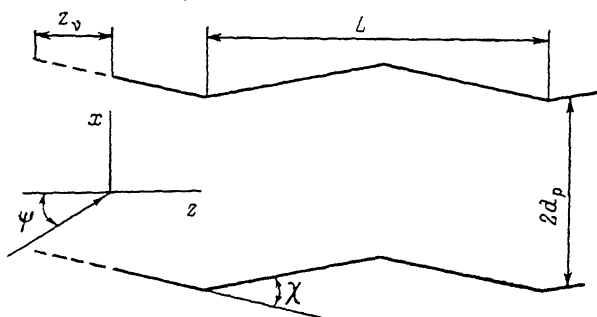


Рис. 1. Схематичное изображение канала (110) в сверхрешетке с напряженными слоями. Показана выбранная система координат и параметры сверхрешетки.

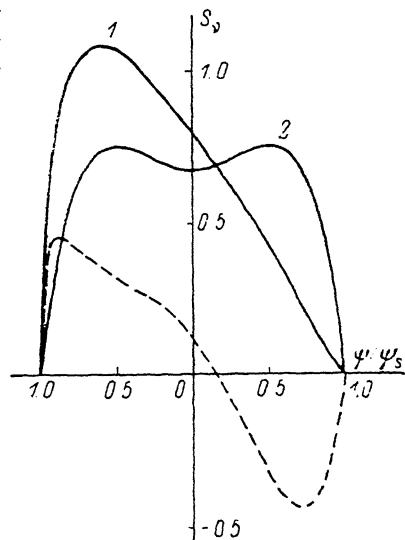


Рис. 2. Функции $S_0(\psi)$ (1) и $S_{1/2}(\psi)$ (2), описывающие угловые зависимости излучения позитронов при резонансном деканализировании в сверхрешетках. Штриховая кривая — разность $S_0 - S_{1/2}$.

где χ — угол, на который повернута ось канала в соседних слоях сверхрешетки [8, 10]; γ — лоренц-фактор частицы; $z_v = vL/2$; $W(z+L) = W(z)$ и $W(z) = 1 - 4(z/L)$ при $0 < z \leq 1/2$ и $W(z) = 4(z/L) - 3$ при $L/2 < z \leq L$.

Вводя безразмерные переменные $X = x/x_c$ и $T = \omega_0 t \gamma^{-1/2}$ и раскладывая $W(z)$ в ряд Фурье, можно переписать (1) следующим образом:

$$\frac{d^2 X}{dT^2} + X - \frac{L\gamma}{8x_c} \sum_{n=1} b_n \cos n(\omega T + \pi v) = 0, \quad (2)$$

где

$$\omega = \frac{2\pi c \gamma^{1/2}}{L\omega_0}, \quad (3)$$

коэффициенты b_n отличны от нуля при нечетных n : $b_n = 8/(\pi^2 n^2)$.

Будем рассматривать наиболее интересный случай, когда величина

$$\epsilon = \frac{L\gamma}{16x_c} \quad (4)$$

является малым параметром ($\epsilon < 0.1$), в противном случае (при $\epsilon \geq 0.3$) частицы деканализируют уже при прохождении двух слоев сверхрешетки. Методы решения уравнений типа (2) хорошо известны. Для резонанса $\omega = 1$ решение имеет вид колебаний $X(T) = a(T) \cos[\omega T - \gamma(T)]$ с медленно изменяющимися во времени амплитудой a и фазой γ , удовлетворяющими уравнениям [17]

$$\begin{aligned}\frac{\partial a}{\partial T} &= \varepsilon b_1 \sin(\gamma + \pi\nu), \\ a \frac{\partial \gamma}{\partial T} &= \varepsilon b_1 \cos(\gamma + \pi\nu).\end{aligned}\quad (5)$$

Начальные условия для a и γ получаются из соотношений

$$\begin{aligned}X(0) &= a(0) \cos \gamma(0), \\ \frac{dX(0)}{dT} &= \frac{c\psi\gamma^{1/2}}{x_0\omega_0},\end{aligned}\quad (6)$$

где ψ — угол влета частиц в канал (рис. 1).

Система уравнений (5) легко интегрируется. При этом временная эволюция безразмерной амплитуды колебаний описывается зависимостью

$$\begin{aligned}a(T) &= \left\{ \left[X(0) \cos \pi\nu - \frac{\psi}{\psi_s} \sin \pi\nu \right]^2 + \right. \\ &+ \left. \left[X(0) \sin \pi\nu + \frac{\psi}{\psi_s} \cos \pi\nu + \varepsilon b_1 T \right]^2 \right\}^{1/2},\end{aligned}\quad (7)$$

где

$$\psi_s = \frac{2\pi x_0}{L}.\quad (8)$$

Из (7) видно, что временная эволюция $a(T)$ существенно зависит от ν . У $a(T)$ имеется очевидное свойство симметрии: при замене ν и ψ на $1-\nu$ и $-\psi$ зависимость $a(T)$ не изменяется. Что касается зависимости $a(T)$ от ψ , то эта зависимость изменяется от симметричной (по отношению к замене ψ на $-\psi$) при $\nu=1/2$

$$a(T) = \sqrt{\frac{\psi^2}{\psi_s^2} + [X(0) + \varepsilon b_1 T]^2}\quad (9)$$

до резко асимметричной при $\nu=0$

$$a(T) = \sqrt{X^2(0) + \left(\frac{\psi}{\psi_s} + \varepsilon b_1 T\right)^2}.\quad (10)$$

Асимметрия зависимости $a(T, \psi)$ (7), очевидно, проявится в угловой зависимости излучения. Поскольку рассматривается случай $\varepsilon \ll 1$, то безразмерное время, проходящее до деканализирования частицы, $T_{дек} \gg 1$. Тогда для полуколичественной оценки энергии, излученной позитроном до его выхода из канала, можно воспользоваться известной формулой для мощности излучения канализированных частиц [16]. Усредняя по начальному распределению $X(0)$, получим

$$W = \frac{\gamma^{1/2}}{2\omega_0} \int_{-X_\psi}^{X_\psi} dX(0) \frac{\varepsilon^2 \omega_0^4 \gamma^2 x_0^2}{3c^3} \int_0^{T_{дек}} a^2(T) dT,\quad (11)$$

где

$$X_\psi = \sqrt{1 - \frac{\psi^2}{\psi_s^2}}.$$

Детальная угловая зависимость излученной энергии $W(\psi)$ будет иметь ступенчатоподобный вид, что косвенно связано с «зубчатым» характером канала в сверхрешетках с напряженными слоями. Чем меньше ε и, следовательно, больше $T_{дек}$, тем ступенек на зависимости $W(\psi)$ будет больше, а относительная их величина меньше. Если интересоваться огибающей детальной зависимости $W(\psi)$, то $T_{дек}$, исходя из (7), надо взять в виде

$$T_{дек} = \frac{1}{\varepsilon b_1} \left\{ \sqrt{1 - \left[X(0) \cos \pi\nu - \frac{\psi}{\psi_s} \sin \pi\nu \right]^2} - X(0) \sin \pi\nu - \frac{\psi}{\psi_s} \cos \pi\nu \right\}.\quad (12)$$

Интегрируя (11), с учетом (12) получим

$$W = \frac{\pi e^2 \omega^4 \gamma^2 \sigma_c^3}{6c^4 \chi} S_\nu, \quad (13)$$

Ввиду определенной громоздкости функции $S_\nu(\psi)$, приведем ее вид для случаев (9) и (10)

$$S_{1/2}(\psi) = \frac{2}{3} \left[1 + \frac{\psi^2}{\psi_s^2} \left(1 - 2 \frac{\psi^2}{\psi_s^2} \right) \right], \quad (14)$$

$$S_0(\psi) = \frac{1}{2} \arcsin \sqrt{1 - \frac{\psi^2}{\psi_s^2}} + \left[\frac{1}{2} \left| \frac{\psi}{\psi_s} \right| - \frac{2}{3} \frac{\psi}{\psi_s} - \frac{1}{3} \frac{\psi^3}{\psi_s^3} \right] \sqrt{1 - \frac{\psi^2}{\psi_s^2}}. \quad (15)$$

Угловые зависимости функций S_0 , $S_{1/2}$ и их разности представлены на рис. 2. $S_{1/2}(\psi)$ имеет вид двухгорбой симметричной кривой с максимумами при $\pm(1/2)\psi_s$. Зависимость $S_0(\psi)$ резко асимметрична с максимумом при $-(3/5)\psi_s$; ее производная при $\psi=0$ равна $(dS_0(0))/(d\psi) = -(2/3)$. Отметим, что все зависимости $S_\nu(\psi)$ при $\nu \neq 1/2$ будут асимметричными, при $\nu=0$ и $\nu=1$ асимметрия наибольшая.

Таким образом, в общем случае угловая зависимость излучения позитронов при резонансном деканалировании в сверхрешетках с напряженными слоями является асимметричной, что заметно отличает ее от аналогичных зависимостей при канализовании частиц в обычных монокристаллах [18].

Приведем ряд необходимых оценок. Одним из самых важных параметров, характеризующих резонансное деканализирование в сверхрешетках, является угол χ . При известных допущениях его можно оценить с помощью теории упругости [14]. Для сверхрешеток $\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}/\text{GaP}$, $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}$, $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$ и др. этот угол линейно зависит от концентрации y : $\chi = \xi y$. Например, для приведенных сверхрешеток со слоями одинаковой толщины $\xi = 2.0, 2.1$ и 3.9° соответственно [3]. Это позволяет выяснить, какой состав и параметры должна иметь сверхрешетка для наблюдения резонансного деканализирования. Итак, пусть используются позитроны с энергией $m\gamma c^2$. Тогда период сверхрешетки следует выбрать равным $L = 2\pi c\gamma^{1/2}/\omega_0$. Пусть требуется, чтобы частицы деканализировали, пройдя в среднем N слоев сверхрешетки. Поскольку $N \simeq 1/\pi\xi$ или, что то же самое, $N \simeq \psi_s/\chi$, то для состава сверхрешетки получаем

$$y \simeq \frac{x_c \omega_0}{N\gamma^{1/2}\xi c}. \quad (16)$$

Очевидно также, что для экспериментов желательно использовать кристалл толщиной $\leq NL$. Например, пусть $N=15$, энергия позитронов 50 МэВ, сверхрешетка $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}$. Тогда $L=0.74$ мкм и $y \simeq 1.3 \times 10^{-3}$. Желателен кристалл толщиной ≤ 10 мкм.

Экспериментальные исследования угловых зависимостей излучения позитронов при резонансном деканализировании могут, на наш взгляд, быть использованы для точного определения угла χ в сверхрешетках с периодом 0.5—5 мкм подобно тому, как эксперименты по резонансному деканализированию ионов ^4He [1-4] были использованы для существенного уточнения (почти в два раза) расчетных значений χ в сверхрешетках с $L \sim 100$ нм. При этом целесообразным представляется проведение экспериментов на двух одинаковых сверхрешетках, отличающихся лишь толщиной первого слоя (равной $1/2 L$ и $1/4 L$). Сравнение спектров излучения для этих сверхрешеток (например, путем вычитания) позволит частично учесть вклад других механизмов деканализирования в $T_{\text{дм}}$. Необходимым условием проведения таких измерений является использование хорошо коллимированных пучков частиц с расходимостью, в несколько раз меньшей ψ_s .

Список литературы

- [1] Chu W. K., Ellison J. A., Picraux S. T. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 2. P. 125—128.
- [2] Picraux S. T., Allen W. R., Biefeld R. M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. N 24. P. 2355—2358.

- [3] *Picraux S. T., Chu W. K., Allen W. R., Ellison J. A.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Rev. B. 1986. Vol. 15. N 1-6. P. 306—313.
- [4] *Picraux S. T., Biefeld R. M., Allen W. R. et al.* // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. N 16. P. 11086—11097.
- [5] *Ikezi H., Lin-Liu Y. R., Ohkawa T.* // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 30. N 3. P. 1567—1569.
- [6] *Рудько В. Н.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 5. С. 1676—1684.
- [7] *Rudko V. N.* // Rad. Eff. 1986. Vol. 88. N 3-4. P. 257—271.
- [8] *Rathak A. P., Balagari P. K.* // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 48. N 16. P. 1075—1076.
- [9] *Рудько В. Н.* // УФЖ. 1988. Т. 33. № 8. С. 1161—1164.
- [10] *Рудько В. Н.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 8. С. 107—110.
- [11] *Мкртчян А. Р., Гаспарян Р. А., Габриелян Р. Р.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 2. С. 432—436.
- [12] *Аматуни А. Ц., Эмбалян С. С.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 9. С. 297—301.
- [13] *Рудько В. Н.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 20—23.
- [14] *Херман М.* Полупроводниковые сверхрешетки. М.: Мир, 1989. 240 с.
- [15] *Рудько В. Н.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1837—1840.
- [16] *Куматов М. А.* Излучение каналированных частиц в кристаллах. М.: Энергоатомиздат, 1986. 161 с.
- [17] *Рудько В. Н.* Преприят КИЯИ. № 86-49. Киев, 1986. 15 с.
- [18] *Куматов М. А., Комаров Ф. Ф.* Излучение заряженных частиц в твердых телах. Минск, 1985. 384 с.

Институт ядерных исследований
АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
12 января 1990 г.