

05

© 1991 г.

О ВОЗМОЖНОМ УСИЛЕНИИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РАЗНЫХ СХЕМАХ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО КАНАЛИРОВАНИЯ

В. Л. Винецкий, М. И. Файнгольд

Рассмотрены две разные схемы приповерхностного каналирования, отличающегося малыми углами скольжения падающего и каналированного пучка частиц с входной гранью кристалла. Показана возможность усиления жесткого излучения, возникающего при вынужденных переходах между инвертированными уровнями поперечной энергии релятивистских каналированных частиц, при небольшом превышении порогового тока пучка. Усиление обусловлено существенным увеличением длины активной зоны по сравнению с традиционной схемой при одновременном снижении теплового воздействия пучка частиц на кристалл. Получены количественные оценки для возможного усиления и для допустимых значений расходимости и энергетического разброса пучка.

Введение

Режим плоскостного каналирования обычно реализуется путем ввода пучка частиц в кристалл через входные торцы каналов. Возникающее при этом состояние является суперпозицией многих мод поперечных колебаний частицы, а направление каналирования \mathbf{n}_c перпендикулярно входной грани [1, 2]. В работе [3] была рассмотрена иная схема каналирования, основанная на вводе частиц в каналы «сбоку», путем их туннелирования через стенки при скользящем падении пучка на внешнюю грань кристалла, образованную крайней плотноупакованной атомной плоскостью. В этом случае соответствующие состояния могут быть одномодовыми, что позволяет при надлежащей коллимации пучка избирательно заселять определенный поперечный уровень $E_{\perp j}$, $j=0, 1, 2, \dots$, т. е. получать δ -видное энергетическое распределение $w(E_{\perp}) \sim \delta_{kj}$. Направление \mathbf{n}_c здесь параллельно входной грани, а направление падающего пучка \mathbf{n}_b образует с ней угол скольжения $\theta \ll 1$. Благодаря этому длина приповерхностного слоя кристалла, в котором реализовано инверсное распределение каналированных частиц, равна

$$l = d/\sin \theta \simeq d/\theta, \quad (1.1)$$

где d — ширина пучка, т. е. возрастает в θ^{-1} раз по сравнению с размером облучаемого пятна в обычной схеме. Это представляет интерес с точки зрения генерации и усиления жестких фотонов, которые испускаются при каналировании релятивистских частиц в направлениях \mathbf{n}_b , образующих малые углы δ (ω) с \mathbf{n}_c [2]. Действительно, в предложенной схеме все три направления \mathbf{n}_b , \mathbf{n}_c , \mathbf{n}_ω почти коллинеарны с входной гранью кристалла. Поскольку падающий пучок является источником накачки инверсных частиц, то эта коллинеарность благодаря (1.1) позволяет резко увеличить длину активной зоны и одновременно снизить тепловое воздействие пучка на кристалл.

В [3] в приближении гребенчатого потенциала была вычислена проникаемость T атомных плоскостей кристалла для быстрых позитронов при скользящем падении. Используемое приближение применимо для кристаллов типа Si [4] и дает для них при заселении подбарьерных уровней $E_{\perp j}(E)$ с $j \geq 5$

позитронами с $E \simeq 10$ МэВ величину $T \simeq 0.4$. Таким образом, предложенный в [3] способ заселения в принципе эффективен. Однако при этом вследствие малой ширины полос прозрачности кристалла на квазидискретных уровнях E_{1j} для каналированных релятивистских частиц расходимость $\Delta\theta$ падающего пучка частиц должна быть меньше угловых ширин соответствующих брэгговских направлений $\delta\xi_j(E) \simeq 2.5 \cdot 10^{-6}j$. В противном случае в «окно прозрачности» попадает лишь часть пучка, равная $g_j = (\delta\xi_j/\Delta\theta) < 1$, так что полный коэффициент использования пучка будет $Q = g_j T_j < T_j$.

Рассмотренная схема (являющаяся по существу аналогом схемы Брэгга–Дарвина, известной в рентгеновской кристаллооптике [5]) обеспечивает захват в режим каналирования только для положительно заряженных частиц. Это ясно из рис. 1, где показаны потенциалы $U(x)$ взаимодействия заряженной ча-

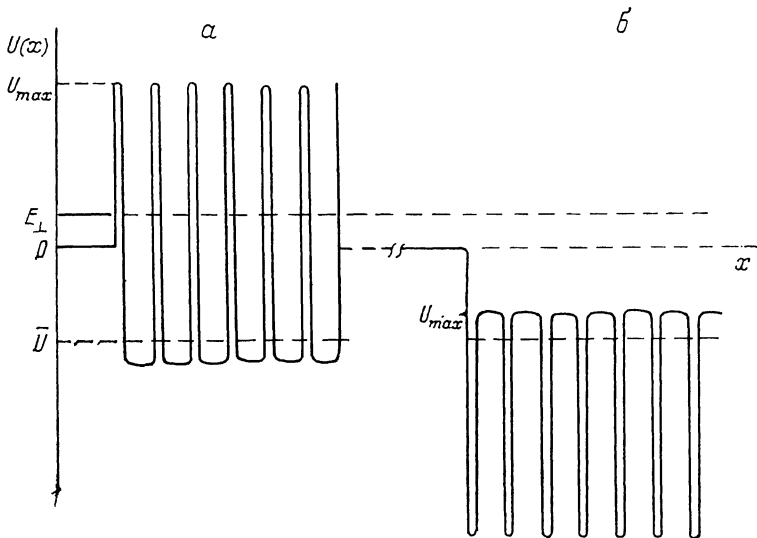


Рис. 1. Зависимость усредненного плоскостного потенциала от поперечной координаты x .
 a — для позитронов, b — для электронов.

стицы с кристаллом, усредненные по плоскостям, вдоль которых осуществляется каналирование. В отличие от работ [2, 3] здесь учтено поляризационное взаимодействие, ответственное за появление сил изображения и приводящее к тому, что независимо от знака заряда частицы ее усредненный потенциал в электронейтральном теле $\bar{U}(r) < 0$ [6]. При рассмотрении рис. 1 следует иметь в виду, что энергия E релятивистской частицы может быть при малых θ представлена с точностью до θ^2 в виде суммы «продольной» и «поперечной» частей

$$E \simeq E_{\parallel}(P_{\parallel}) + E_{\perp}(\gamma, P_{\perp}), \quad \gamma \equiv \frac{E}{mc^2}, \quad (1.2)$$

где P_{\parallel} , P_{\perp} — соответствующие компоненты импульса частицы.

При вводе частицы в каналы сбоку каждый из членов в правой части (1.2) сохраняется по отдельности (в силу граничного условия $P_{\parallel}^{\text{вак}} = P_{\parallel}^{\text{крист}}$ и квазиднородности плоскостного потенциала). Поэтому в случае рис. 1, a возможно заселение подбарьерных каналированных состояний по схеме [3], если

$$E_{\perp}^{\text{вак}} < U_{\text{max}} \text{ и } E_{\perp}^{\text{вак}} = E_{1j}. \quad (1.3)$$

В случае же рис. 1, b $U_{\text{max}} < 0$ и выполнить условие (1.3) невозможно. Здесь могут заселяться только достаточно высоко лежащие надбарьерные зоны. Последующее «сваливание» частиц на нижележащие уровни E_{1j} возможно только в процессах релаксации, влияние которых на распределение $w(E_{\perp})$ здесь не рассматривается.

При вводе пучка в кристалл по традиционной схеме (через входную грань, совпадающую с плоскостью чертежа на рис. 1) условие непрерывности на входной грани имеет вид

$$P_{\perp}^{\text{вак}} = P \sin \theta = \kappa_{\perp} \quad (1.4)$$

(κ_{\perp} — поперечный квазимпульс частицы в кристалле).

Это условие не определяет значений $E_{\perp j}$, вследствие многозначной дисперсионной зависимости $E_{\perp j}(\kappa_{\perp})$, так что при прохождении частицы из вакуума в кристалл сохраняется только сумма (1.2), но не каждое слагаемое в отдельности. Поэтому в традиционной схеме захват в режим каналирования возможен для частиц любого знака заряда.

В данной работе рассматриваются две новые схемы, позволяющие объединить достоинства предыдущих. В частности, в них обеспечивается захват в режим каналирования для частиц обоих знаков заряда и достигается большее, чем в [3], значение коэффициента проникновения пучка в кристалл при сохранении длины взаимодействия (1.1).

1. Механизм усиления в приповерхностном каналировании

Общей особенностью рассматриваемых ниже схем является наличие малого угла $\delta \ll 1$ между вектором \mathbf{n}_c и входной гранью кристалла. Это отличает их как от традиционной схемы ($\delta = \pi/2$), так и от схемы [3] ($\delta = 0$). Конкретное

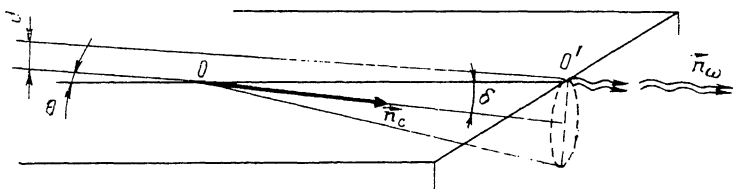


Рис. 2. Схема, поясняющая принцип усиления характеристического излучения частиц, каналированных в направлении \mathbf{n}_c .

Конус излучения, испускаемого под углами δ к \mathbf{n}_c , касается входной грани по образующей OO' . Усиливается излучение частоты $\omega = \omega(\delta)$, испускаемое вдоль OO' .

значение δ зависит от θ или от способа изготовления входной грани кристалла (см. ниже).

Механизм усиления в рассматриваемой геометрии ясен из рис. 2. Испускаемое при каналировании излучение имеет резко анизотропную диаграмму направленности, вытянутую вдоль \mathbf{n}_c . Рассмотрим конус направлений \mathbf{n}_ω , образующих с \mathbf{n}_c угол δ . Ему отвечают фотоны определенной частоты $\omega(\delta)$ (возможно и несколько разных частот $\omega_s(\delta)$, $s=1, 2, \dots$ [7]). Поскольку сам вектор \mathbf{n}_c образует угол δ с входной гранью, то рассматриваемый конус касается этой грани вдоль своей образующей OO' и фотоны, испускаемые в направлении OO' , движутся в узком приповерхностном слое кристалла. Но полоса этого слоя вдоль OO' облучается внешним пучком частиц, в ней, как отмечено выше, образуется активная зона длиной d/θ с инверсной заселенностью уровня $E_{\perp j}$. В результате все фотоны частоты $\omega(\delta)$, испускаемые вдоль OO' , могут подвергаться селективному усилению по лазерному механизму.

Пусть $g(\omega)$ — линейный коэффициент усиления, $l_f(\omega)$ — длина затухания фотона в кристалле за счет рассеяния и поглощения и превышен порог генерации, т. е.

$$g(\omega) > g_{\text{пор}}(\omega) = l_f^{-1}(\omega). \quad (2.1)$$

Тогда относительная выходная интенсивность генерируемого излучения, т. е. его усиление на пути $OO' = l = d/\theta$, будет

$$\mathcal{R} = \exp[(g - g_{\text{пор}})l]. \quad (2.2)$$

В традиционной схеме направление \mathbf{n}_ω (для жестких фотонов) практически перпендикулярно к входной грани, так что излучение может усиливаться лишь на пути l_c , где l_c — длина каналирования, и полное усиление равно

$$\mathcal{R}_0 = \exp[(g - g_{\text{пор}})l_c]. \quad (2.3)$$

Поскольку $l \gg l_c$, то относительная интенсивность в скользящей геометрии возрастает в отношении

$$\frac{\mathcal{R}}{\mathcal{R}_0} = \exp[(g - g_{\text{пор}})(l - l_c)] = \exp\left[(g - g_{\text{пор}})l_c \left(\frac{l}{l_c} - 1\right)\right] = \mathcal{R}_0^{l/l_c - 1}, \quad (2.4)$$

т. е.

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}_0^{l/l_c}. \quad (2.4a)$$

Приведем численные оценки величин \mathcal{R}_0 и \mathcal{R} . В силу пропорциональной связи между g и током пучка J [2] имеем $J/J_{\text{пор}} \equiv \alpha = g/g_{\text{пор}}$ и $g - g_{\text{пор}} = (\alpha - 1)g_{\text{пор}} = (\alpha - 1)l_f^{-1}$. Здесь $J_{\text{пор}}$ — величина тока пучка, при котором в кристалле начинает выполняться условие (2.1). Отсюда $\mathcal{R}_0 = \exp[(\alpha - 1)l_c/l_f]$. Порядок величины l_c для рассматриваемых частиц $l_c \simeq 10^{-2}$ см [8]. Длина пробега фотона $l_f(\omega)$ сильно зависит от вида кристалла. В кристаллах легких элементов (Li, Be, B, Si) жесткие фотоны с $\hbar\omega \simeq 5-10$ кэВ, выпускаемые при каналировании электронов или позитронов с $E \simeq 100$ МэВ, имеют $l_f \simeq 0.1$ см [9]. Таким образом, $l_c/l_f \simeq 0.1$, для генерации практически значимого когерентного излучения необходимо $\alpha \gg 1$, т. е. $J \gg J_{\text{пор}}$. Между тем само значение $J_{\text{пор}}$ не меньше $10^{10}-10^{12}$ А/см [2], и создание, равно как и использование, таких пучков представляют весьма сложную и полностью еще не решенную техническую задачу [10]. Поэтому выполнение условия $J \gg J_{\text{пор}}$ на сегодняшний день совершенно нереально. Для токов же, лишь незначительно превышающих $J_{\text{пор}}$, например, при $\alpha = 1.1$ будем иметь $\mathcal{R}_0 \simeq e^{0.01} \simeq 1.01$, т. е. усиление практически не превысит уровня шумов. В то же время в скользящей геометрии получаем $\mathcal{R} = \mathcal{R}_0^{d/l_c \theta}$, для типичного значения $d = 1$ мм будет $\mathcal{R} = \mathcal{R}_0^{10/\theta}$. При углах $\theta \simeq 10^{-2}$ усиление составит $\mathcal{R} = \mathcal{R}_0^{1000} \simeq 2.2 \cdot 10^4$, т. е. возрастет более чем на 4 порядка, при одновременном снижении разрушающего действия пучка в $\theta^{-1} \simeq 100$ раз.

Подчеркнем, что здесь, несмотря на скользящее падение, пучок почти не отражается от кристалла, когда $\theta \gg \theta_c$, где θ_c — угол каналирования для данной входной грани. Если эта грань не параллельна плотноупакованным атомным плоскостям (угол каналирования вдоль которых обозначим через ξ_c), то $\theta_c < \xi_c$. Для релятивистских частиц с длиной волны де Бройля $\lambda_B \ll a_0 = \hbar^2/mc^2$ величина θ_c может еще уменьшаться в зависимости от угла между пучком и следами плотноупакованных плоскостей на входной грани.

В рассматриваемых ниже случаях $\theta_c \simeq 0$, т. е. условие $\theta_c \ll \theta \ll 1$ легко выполнимо. Так, для частиц с $E = 100$ МэВ сильное отражение пучка наблюдается лишь при углах скольжения, меньших $\theta_c \simeq 5 \cdot 10^{-4}$. Использованный выше для оценки \mathcal{R} угол $\theta \simeq 10^{-2}$ более чем на порядок превосходит величину θ_c , следовательно, пучок будет практически полностью проходить в кристалл. Таким образом, увеличение длины взаимодействия при указанных условиях не приводит к значительному уменьшению плотности потока каналированных частиц по сравнению с обычной схемой.

2. Плата за выигрыш

Неизбежной платой за преимущества, связанные с увеличением l , является уменьшение глубины Δ проникновения пучка в кристалл. Очевидно, Δ определяется максимальным расстоянием, на которое каналированная частица может уйти от входной грани в глубь кристалла,

$$\Delta = l_c \sin \delta \ll l_c. \quad (3.1)$$

Поэтому площадь апертуры излучающего слоя будет $S_1 \simeq d \cdot \Delta$ (вместо $S \simeq d^2$ в обычной схеме), т. е. уменьшится в отношении $\Delta/d \simeq l_c \delta/d$. Соответству-

ющая дифракционная расходимость выходящего излучения (определяемая меньшей шириной Δ) будет

$$\chi_{\text{дифр}} \simeq \lambda/\Delta \simeq \lambda/l_c \cdot \delta. \quad (3.2)$$

Для фотонов с $\hbar \cdot \omega \simeq 8 \text{ кэВ}$ ($\lambda \simeq 1.5 \text{ \AA}$) при $\delta \simeq 5 \cdot 10^{-3}$ это составит $\chi_{\text{дифр}} \simeq 3 \cdot 10^{-4}$, т. е. удвоение наименьшей ширины выходящего луча ($\Delta \simeq 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$) будет наблюдаться на расстоянии $L = \Delta/\chi_{\text{дифр}} = \Delta^2/\lambda \simeq 0.2 \text{ см}$, а ее увеличение до 1 мм — на расстоянии 3.3 м.

С другой стороны, наименьший угловой интервал близких к $00'$ направлений, для которых излучение эффективно усиливается, равен

$$\chi_{\text{геометр}} \simeq \Delta/l \simeq \frac{l_c}{d} \cdot \theta \cdot \delta. \quad (3.3)$$

С ростом l угол $\chi_{\text{дифр}}$ растет, а $\chi_{\text{геометр}}$ уменьшается. Когда $\chi_{\text{дифр}}$ становится больше $\chi_{\text{геометр}}$, начинается дифракционное «размывание» излучения, распространяющегося вдоль $00'$. Это снижает яркость усиливаемого излучения в отношении $\eta = \chi_{\text{геометр}}/\chi_{\text{дифр}}$. Для использованных выше параметров $d=10^{-1} \text{ см}$, $l_c=10^{-2} \text{ см}$, $\lambda=1.5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $\theta=10^{-2}$, $\delta=5 \cdot 10^{-3}$ имеем $\eta \simeq 1.6 \cdot 10^{-2}$. С учетом этого эффекта реальное усиление будет при $\eta < 1$ определяться величиной \mathcal{R} вместо \mathcal{R} и составит для рассматриваемого случая $\mathcal{R}\eta=3.5 \cdot 10^2$.

При строгом рассмотрении следовало бы еще учесть, что в схеме на рис. 2 из процесса усиления исключаются все направления эмиссии, не лежащие в активном приповерхностном слое кристалла. Однако в данном случае такой учет уже не даст заметных поправок к величине $\mathcal{R}\eta$, поскольку нас интересует выход усиленного излучения, а в традиционной схеме, с которой проводится сравнение, усиление практически отсутствует для всех n_ω ($\mathcal{R}_0 \simeq 1.01$).

Селекция лишь узкого пучка направлений эмиссии вблизи $00'$, для которых возможно усиление, естественно, сильно снижает энергетический КПД использования пучка. Низкий КПД является неизбежной платой за повышение яркости излучения внутри выделенного телесного угла. Ситуация здесь такая же, как при использовании вытянутой формы рабочего тела (в виде газовых трубок, твердых стержней, игольчатых кристаллов и т. д.) в обычной квантовой электронике.

3. Ограничения на параметры пучка

Рассмотрим теперь необходимые ограничения на угловую расходимость и энергетический разброс пучка частиц. Пусть ξ — угол скольжения между пучком и плотноупакованной плоскостью, а $E_{\perp j}$ — энергия j -го поперечного уровня частицы в канале, отсчитываемая от положения $U = U_{\text{min}}$ (рис. 1). Тогда значение $\xi = \xi_j$, при котором происходит захват на уровень $E_{\perp j}$, равно [3]

$$\xi_j = \arcsin \left(\sqrt{2EE_{\perp j}}/\hbar ck \right) \simeq \left(\frac{2\gamma}{\gamma^2 - 1} \frac{E_{\perp j}}{mc^2} \right)^{1/2}. \quad (4.1)$$

В многомодовом режиме углу ξ_j отвечает заселение группы близких уровней, соседних к $E_{\perp j}$, причем соответствующие вероятности заселения $w_j, w_{j\pm 1}$ сравнимы между собой [1-3, 11]. Поэтому распределение $w(E_{\perp})$ мало изменится при изменении угла от ξ_j до $\xi_{j\pm 1}$. Отсюда следует, что допустима расходимость пучка порядка $\Delta\theta \simeq \xi_{j+1} - \xi_j$. Поскольку для кристаллов с $a \gg a_0$ угол $\xi_j = \pi j/ak$, то $\Delta\theta \simeq \pi/ak \simeq (\pi\hbar c)/(aE)$. Для $a \simeq 5 \text{ \AA}$, $E=100 \text{ МэВ}$ имеем $\Delta\theta \simeq 1.2 \cdot 10^{-5}$ и $\Delta\theta/\theta \simeq 1.2 \cdot 10^{-3}$ (как в схеме [3] при $E=10 \text{ МэВ}$).

Аналогичные соображения применительно к энергетическому разбросу частиц пучка дают

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \simeq \frac{2j+1}{j^2}, \quad (4.2)$$

где j — номер наиболее заселенного из рассматриваемой группы поперечных уровней $E_{\perp j}(\gamma)$.

Однако усиление выбранной частоты $\omega(\delta)$ при заданной плотности тока пучка $J > J_{\text{пор}}$ может быть значительным лишь в случае сохранения линейчатого характера спектра эмиссии. Поэтому допустимый разброс ΔE необходимо рассчитывать, исходя из условия сохранения квазидискретной структуры распределения поперечных энергий. Это условие требует, чтобы сдвиг поперечного уровня $E_{\perp j}(\gamma)$ при изменении γ на $\Delta\gamma$ был меньше ширины уровня $\delta E_{\perp j}(\gamma)$.

Для модели Кронига—Пенни с перепадом потенциала U_0 и $a \gg a_0$ ширина уровня равна [3, 4]

$$\delta E_{\perp j}(\gamma) \simeq \frac{2\pi^2 \hbar^2 j^2}{ma^2 \gamma^2}, \quad \zeta^2 \equiv \frac{a^2 m U_0}{\hbar^2}. \quad (4.3)$$

Тот же результат, как показано в [4], получается и для более реалистичного потенциала Пешля—Теллера.

С другой стороны, варьируя (4.1) при фиксированном $\sin \xi_j = (\pi/(ak))j$, получаем

$$\Delta E_{\perp j}(\gamma) = \frac{1}{2} \frac{\pi^2 \hbar^2 \cdot j^2}{ma^2 \gamma^2} \cdot \Delta\gamma. \quad (4.4)$$

Из условия $\Delta E_{\perp j} < \delta E_{\perp j}$ следует

$$\Delta E \equiv mc^2 \Delta\gamma < 4E/\zeta^2. \quad (4.5)$$

Параметр ζ^2 характеризует степень непроницаемости стенок канала для частиц пучка. Для релятивистских электронов или позитронов в кристаллах $\zeta^2 \simeq 10^2$. При движении пучка в кристалле Si вдоль плоскости 110 параметр $\zeta^2 = 160$ [3] и $\Delta E/E \simeq 2.5 \cdot 10^{-2}$. Таким образом, требования к степени монохроматичности пучка частиц оказываются значительно более мягкими, чем к его угловой расходимости.

4. «Прямая» стопка отражающих плоскостей

Рассмотрим две конкретные реализации описанной схемы. Первая из них основана на облучении пучком частиц входной грани A , перпендикулярной плотноупакованным атомным плоскостям B , и отличается от обычной схемы малой величиной угла θ ($\theta \ll 1$ вместо $\theta \simeq \pi/2$) (рис. 3). Дополнительным достоинством этой схемы (помимо описанного увеличения длины генерации) является возможность плавного изменения частоты $\omega(\delta)$ путем простого поворота кристалла, меняющего угол θ . Для нахождения связи между углами δ и θ необходимо учесть излом усредненной траектории частицы на границе кристалла который при малых θ может играть существенную роль. Излом связан как со скачком усредненного потенциала \bar{U} на входной грани, так и с периодичностью решетки, благодаря которой вектор $\mathbf{n}_e \uparrow B$. Последнее означает, что преломленный пучок в кристалле в общем случае не лежит в плоскости падения (так как последняя не обязательно параллельна B).

Определим связь между δ и θ для рассматриваемой геометрии. Для угла φ между B и проекцией \mathbf{n}_e на входную грань имеем

$$\sin \varphi = \sin \xi / \cos \theta. \quad (5.1)$$

Составляющая импульса P частицы в вакууме, параллельная B и A , будет

$$P_{\parallel} = P \cos \theta \cos \varphi = \sqrt{(E^2 - m^2 c^4) (\cos^2 \theta - \sin^2 \xi)}, \quad (5.2)$$

где m — масса электрона (из определения углов θ и ξ следует, что всегда $\cos \theta \geq \sin \xi$).

Внутри кристалла эта составляющая равна

$$\bar{P}_{\parallel} = \bar{P} \cos \delta = \sqrt{(E - U)^2 - m^2 c^4} \cdot \cos \delta. \quad (5.3)$$

Поскольку для частицы в режиме каналирования потенциал плотноупакованных плоскостей может рассматриваться как однородный, то для составляющих (5.2), (5.3) должно выполняться условие непрерывности

$$P_{\parallel} = \bar{P}_{\parallel}. \quad (5.4)$$

Отсюда с учетом малости величин θ , δ , ξ , γ^{-1} , U/E получаем

$$\theta^2 = \delta^2 - \delta_0^2, \quad (5.5)$$

где

$$\delta_0^2 = \xi^2 + 2 \frac{|U|}{E}. \quad (5.6)$$

Таким образом, в отличие от обычной схемы, где $\theta \simeq \delta \simeq \pi/2$, здесь углы θ и δ могут различаться по порядку величины. В частности, если $\delta \rightarrow \delta_0$, то $\theta \rightarrow 0$.

Очевидно, что при $\theta \rightarrow 0$ в кристалл будет проникать лишь ничтожно малая доля пучка. Для прохождения большей части пучка в кристалл, как отмечалось в разделе 2, необходимо условие $\theta > \theta_c^{(A)}$, где $\theta_c^{(A)} \simeq (|\bar{U}_A|/E)^{1/2}$. \bar{U}_A — усред-

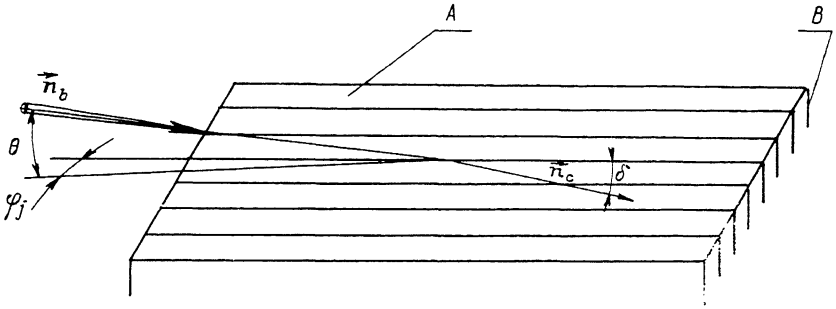


Рис. 3. Образование вытянутой активной зоны при скользящем падении пучка частиц на входную грань А, перпендикулярную плотноупакованным атомным плоскостям В.

ненный плоскостной потенциал атомов входной грани А (для электронов $\bar{U}_A < 0$) (рис. 1, б). Значению $\theta = \theta_c$ соответствует, согласно (4.1), (5.5), (5.6), угол

$$\delta = \delta_c \equiv \sqrt{\delta_0^2 + \theta_c^2} = \left(\frac{|\bar{U}_A| + 2|U| + 2E_{\perp j}}{E} \right)^{1/2}. \quad (5.7)$$

Следовательно, при реализации данной схемы могут усиливаться фотоны, излучаемые каналированными частицами под углами $\delta > \delta_c$. Соответствующие частоты могут быть найдены из формулы Доплера для жестких фотонов в веществе [2]

$$\omega = \frac{2\omega_{jk}}{\omega_p^2/\omega^2 + \gamma^{-2} + \delta^2}, \quad (5.8)$$

где $\omega_{jk} = (E_{\perp j} - E_{\perp k})/\hbar > \omega_p/\gamma$, ω_p — плазменная частота кристалла.

Согласно (5.8), каждому возможному значению δ отвечают две разные частоты

$$\omega_{1,2}(\delta) = \frac{\omega_{jk}}{\gamma^{-2} + \delta^2} \left(1 \pm \sqrt{1 - (\gamma^{-2} + \delta^2) \frac{\omega_p^2}{\omega_{jk}^2}} \right), \quad (5.9)$$

где

$$0 < \delta < \delta_m \equiv \sqrt{(\omega_{jk}/\omega_p)^2 - \gamma^{-2}}. \quad (5.10)$$

Фактически с учетом (5.7) и условия $\delta > \delta_c$ рабочая область углов δ ограничена значениями

$$\delta_c < \delta < \delta_m. \quad (5.11)$$

С ростом γ верхняя граница диапазона (5.11) уменьшается быстрее нижней. Учитывая, что $\omega_{jk} = \omega'_{jk} \cdot \gamma^{-1}$, где ω'_{jk} — частота соответствующего излучательного перехода в системе покоя пучка $\omega'_{jk} > \omega_p$, можем написать $\delta_m = \gamma^{-1} \sqrt{(\omega'_{jk}/\omega_p)^2 - 1}$. В выражении (5.7) имеем $|\bar{U}_A| \simeq |U| \simeq 5$ эВ $\simeq 3 \cdot 10^{-5} E_0$,

где $E_0 = mc^2$, а $E_{\perp j} = \gamma^{-1} E'_{\perp j} < |\bar{U}|$, поэтому $\delta_c \approx (3 \cdot 10^{-5} \cdot \gamma^{-1})^{1/2} \approx 5 \cdot 10^{-3} \cdot \gamma^{-1/2}$. Следовательно,

$$5 \cdot 10^{-3} \cdot \gamma^{-1/2} < \delta < \gamma^{-1} \left[\left(\frac{\omega'_{jk}}{\omega_p} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \approx \gamma^{-1}. \quad (5.11a)$$

Разрешенный диапазон углов редуцируется к точке при $\gamma \approx 4 \cdot 10^4$. Таким образом, рассматриваемая схема могла бы работать (при условии достижения пороговых интенсивностей пучка) вплоть до энергий $E = 4 \cdot 10^4 \cdot E_0 \approx 20$ ГэВ.

5. «Скошенная» стопка отражающих плоскостей

Второй вариант геометрии скользящего падения связан с облучением входной грани A , срезаной под малым углом δ к плотноупакованным плоскостям B (рис. 4). Пучок ориентирован перпендикулярно линиям пересечения плоскостей A и B и образует с A малый угол θ , а с B — угол $\xi = \xi_j < \delta_c^{(B)}$,

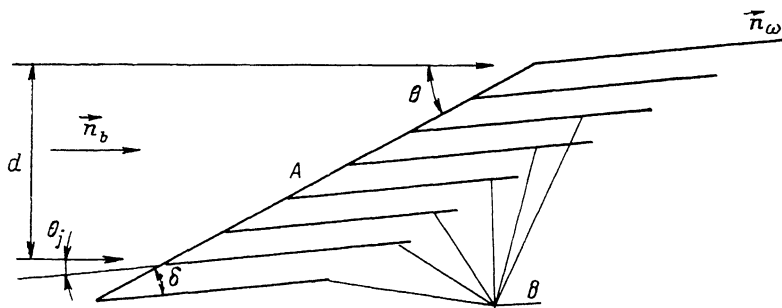


Рис. 4. Схема усиления при скользящем падении пучка частиц на входную грань A , образующую с плотноупакованными атомными плоскостями B малый угол δ («скошенная стопка плоскостей»).

обеспечивающий преимущественное заселение поперечного уровня $E_{\perp j}$. При этом имеются две возможности

$$\theta = \delta \pm \xi \quad (6.1)$$

в зависимости от того, «сверху» или «снизу» облучает пучок плоскости B . Угол ξ помимо очевидного условия $\xi < \xi_c^{(B)}$ ($\xi_c^{(B)}$ — угол полного отражения от одной плоскости B) должен еще удовлетворять условию $\xi < \delta$. Нетрудно убедиться (рис. 5, а), что при $\xi > \delta$ в режим каналирования могла бы захватываться только часть пучка, равная

$$\epsilon = \frac{2 \operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} \delta + \operatorname{tg} \xi} \approx \frac{2\delta}{\delta + \xi} \quad (6.2)$$

(в приближении бесконечно тонких плоскостей, в общем случае правая часть (6.2) должна домножаться на a_1/a , где a_1 — ширина каналов, a — период кристалла). Если же пучок ориентирован на рис. 5, б, то при $\xi > \delta$ он вообще не смог бы попасть на грань A . Реально условие $\xi < \delta$ будет легко выполняться, поскольку для релятивистских частиц углы θ_j , как видно из (4.1), весьма малы.

В этой схеме, как и в традиционной, пучок проникает в каналы через «торцевые» сечения. Разница лишь в том, что соседние сечения сдвинуты относительно друг друга в направлении n_c на расстояние $a/\operatorname{tg} \delta$ (рис. 4). В итоге потери на отражение остаются малыми, а длина активной зоны, как и в предыдущей схеме, увеличивается в $d/l_c \theta$ раз.

В то же время этот вариант уступает предыдущему в двух отношениях. Во-первых, изготовление среза A с необходимой точностью представляет собой сложную задачу. Во-вторых, коэффициент g в данной схеме оказывается меньше, поскольку усилению подвергаются фотоны, которые испускаются в меридиональной плоскости осцилляторов, ассоциированных с каналированными час-

тицами. Для таких фотонов, как известно, вероятность испускания уменьшается пропорционально $\sin^2 \Psi'$, где Ψ' — угол между направлением испускания \vec{n}' и осью осциллятора в его системе покоя (т. е. в системе покоя каналированного пучка). Для релятивистского пучка величина Ψ' может оказаться достаточно малой, хотя в лабораторной системе соответствующий угол $\Psi = \pi/2 - \delta \approx \pi/2$. Рассмотрим перпендикулярные и параллельные к \vec{n}_c компоненты скорости фотона в кристалле

$$u_x = \frac{c \sin \delta}{n[\omega(\delta)]}, \quad u_z = \frac{c \cos \delta}{n[\omega(\delta)]}, \quad (6.3)$$

где

$$n(\omega) \approx \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \quad (6.4)$$

— показатель преломления для высоких частот, $\omega \gg \omega_p$.

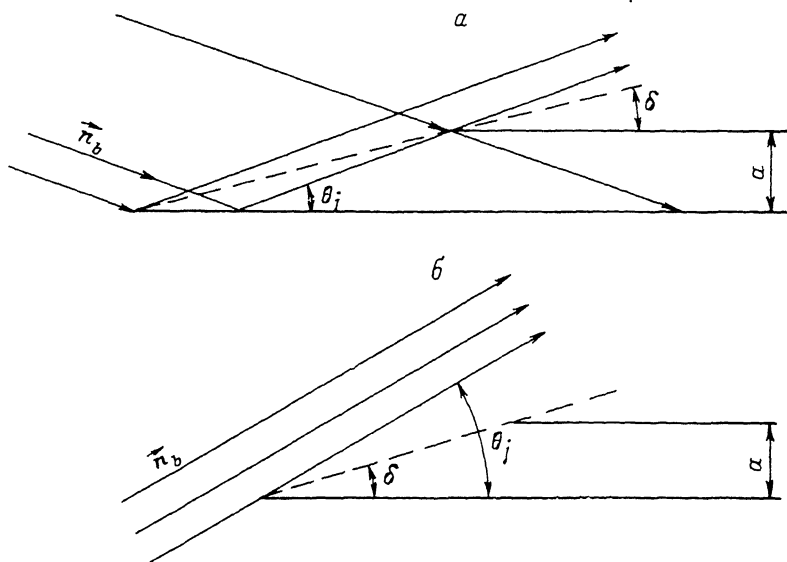


Рис. 5. Две разные возможности заселения «скошенной стопки».

a — $\theta = \delta + \xi$, b — $\theta = \delta - \xi$, в случае b заселение через входную грань при $\xi > \delta$ невозможно.

Преобразуя u_x , u_z к системе покоя пучка

$$u_{x'} = \frac{\gamma^{-1} \cdot u_x}{1 - \beta u_x/c}, \quad u_{z'} = \frac{u_z - \beta c}{1 - \beta u_z/c}, \quad \beta = (1 - \gamma^{-2})^{1/2}$$

(разницей в скорости пучка в вакууме и кристалле порядка $|\vec{U}|/E$ пренебрегаем), получим

$$\operatorname{tg} \Psi' = \gamma \frac{\cos \delta - \beta n[\omega(\delta)]}{\sin \delta} \approx \gamma \frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 + \gamma^{-2} - \delta^2}{2\delta}. \quad (6.5)$$

Согласно (5.9), в рассматриваемом диапазоне углу δ отвечают две разные частоты ω_1 , ω_2 в кристалле и соответственно два разных угла Ψ'_1 , Ψ'_2 в системе покоя пучка. При этом одно или оба значения Ψ' могут оказаться, как видно из (6.5), настолько малыми, что пороговое условие (2.1) нарушится и генерация когерентного излучения станет невозможной. Соответствующее условие

$$\left[\frac{\omega_p}{\omega(\delta)}\right]^2 + \gamma^{-2} - \delta^2 < 2\delta/\gamma. \quad (6.6)$$

Если же имеет место обратное неравенство, то уменьшение Ψ' , а тем самым и g незначительно и схема оказывается пригодной.

Так, для электронов с энергией $E \approx 50$ МэВ ($\gamma \approx 10$), каналированных вдоль плоскости (110) в кремнии ($\hbar\omega_p \approx 25$ эВ), энергия радиационного перехода $2 \rightarrow 1$ равна ≈ 3 эВ [2]. Для этих параметров численный расчет по формулам (5. 9), (6. 5) показывает, что $\operatorname{tg} \Psi' > 1$ при $\delta < 6 \cdot 10^{-3}$, $\hbar\omega > 50$ кэВ. Например, для $\delta = 10^{-3}$ из (5. 9), (6. 5) имеем $\hbar\omega \approx 60$ кэВ и $\operatorname{tg} \Psi' \approx 5$, $\sin \Psi' \approx 1$, т. е. ориентационная зависимость интенсивности эмиссии $J'_s \sim \sin^2 \Psi'$ в данном случае практически не сказывается на усилении.

Список литературы

- [1] Каган Ю., Кононец Ю. В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. Вып. 1. С. 226—244.
- [2] Калашников И. Д., Стриханов М. Н. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 11. С. 2293—2320.
- [3] Винецкий В. Л., Файнгольд М. И. // УФЖ. 1987. Т. 32. № 12. С. 1842—1848.
- [4] Файнгольд М. И. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 11. С. 124—131.
- [5] Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: ИЛ, 1950. 572 с.
- [6] Оцуки Е. Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985. 277 с.
- [7] Франк И. М. // УФН. 1959. Т. 68. № 3. С. 327—339.
- [8] Barret J. H. // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 3. P. 1527—1530.
- [9] Блохин М. А., Швейцер И. Г. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука, 1982. 376 с.
- [10] Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1979. 290 с.
- [11] Воробьев С. А., Каплин В. В., Попов Д. Е., Костырева О. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. Вып. 6. С. 359—361.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
18 октября 1989 г.
В окончательной редакции
4 мая 1990 г.