
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.412, 539.1.09

КЛАССИЧЕСКИЙ ПОДХОД ДЛЯ ОПИСАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

© 2021 г. Н. П. Калашников^{1,*}, А. С. Ольчак^{1,**}

¹ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409, Россия

*e-mail: kalash@mephi.ru

**e-mail: asolchak@mephi.ru

Поступила в редакцию 15.03.2021 г.

После доработки 26.04.2021 г.

Принята к публикации 27.04.2021 г.

Движение заряженной частицы в режиме каналирования удобно рассматривать в так называемой сопутствующей системе отсчета (ССО), движущейся вдоль направления каналирования со скоростью, равной продольной компоненте скорости каналированной частицы. В такой системе движение частицы финитно и подобно колебательному движению в одномерном потенциале (при плоскостном каналировании) или двумерному финитному движению в центральном поле (при аксиальном каналировании). Для электронов достаточно больших (релятивистских) энергий такое движение можно рассматривать как в квантовом, так и в классическом приближении. При классическом рассмотрении удастся достаточно просто аналитически рассчитать такие важные характеристики движения и электромагнитного излучения как интенсивность возникающего электромагнитного излучения, его спектральные характеристики и характерные времена потери энергии электроном. Используя результаты классического расчета, можно оценить характерные времена жизни квантовых каналированных состояний и вероятности переходов между ними, что непосредственно в квантовом подходе удастся сделать только численно. В данной работе метод упрощенного аналитического рассмотрения применен к расчету спектральных характеристик и интенсивности излучения, возникающего при аксиальном каналировании электронов ультрарелятивистских энергий (несколько ГэВ). Показано, что этот механизм способен привести к конверсии значительной части энергии электронного пучка в гамма-кванты высокой энергии при прохождении ориентированной кристаллической мишени толщиной порядка 1 см.

Ключевые слова: когерентное взаимодействие, каналирование, монокристалл, электромагнитное излучение, квантовая механика, гамма-излучение

DOI: 10.1134/S2304487X21020048

1. ВВЕДЕНИЕ

Движение заряженной частицы в усредненном потенциале кристаллической плоскости (плоскостное каналирование) или атомной цепочки (аксиальное каналирование), а также электромагнитное излучение, возникающее при таком движении, можно теоретически рассматривать как в классическом приближении, так и в квантовом. В литературе можно найти примеры обоих подходов [1–8]. Традиционно считается, что при относительно невысоких энергиях (менее 100 МэВ), когда число квантовых связанных состояний в типичном для большинства кристаллов усредненном потенциале невелико, следует применять квантовый подход — решать релятивистское уравнение Шредингера для определения спектра состояний, применять квантово-электродинамическую теорию возмущений для расчета матричных элементов радиационных переходов. Для при-

ближенных к реальности моделей усредненных потенциалов выполнить такие расчеты можно только численно, что не способствует пониманию физики таких процессов.

При больших энергиях — от сотен МэВ и выше, когда число квантовых состояний становится велико — можно воспользоваться классической (не квантовой) релятивистской механикой и классической электродинамикой. В этом приближении многие вычисления можно проделать аналитически. “Формальное усреднение” — это усреднения атомных потенциалов по соответствующей плоскости или оси. Если отталкиваться от известных в литературе приближений, считающихся “реалистическими” (потенциал Мольера, приближение Хартри-Фока и т.п.), то после усреднения их по аксиальному направлению для усредненного осевого потенциала получаются функции, в лучшем случае выражаемые через

сложные функции (т.н. стандартный потенциал Линдхарла [1], функция Макдональда [2]), работать с которыми можно только численно.

С другой стороны, точность известных экспериментов по измерению спектров излучения каналированных частиц высоких энергий, как правило, не настолько велика, чтобы можно было заметить влияние детальной структуры потенциала. Расчеты в разных приближениях и с разными модельными потенциалами дают сходные результаты и качественно сходное совпадение с экспериментом [9]. В этой связи возникает вопрос: если численный счет не позволяет качественно улучшить совпадение результата с экспериментом, не лучше ли провести расчет хотя и приближенно, но физически прозрачно и понятно — то есть, аналитически? Численный счет — это, безусловно, мощнейший математический инструмент, но понять и почувствовать физическую суть рассчитываемого эффекта он не помогает.

В настоящей статье авторы предлагают примеры расчета интенсивности излучения каналированной частицы, сознательно выполненные для максимально простых (математически) модельных потенциалов с использованием классического и упрощенного квантового подходов. Целью является продемонстрировать возможность и желательность использования приближенных методов при изучении как самого явления каналирования, так и излучения при каналировании.

Для удобства, движение частиц рассматривается как в лабораторной системе отсчета (ЛСО), так и в т.н. сопутствующей системе отсчета ССО [10, 11], движущейся вдоль направления каналирования со скоростью, равной продольной компоненте скорости каналированной частицы. В системе ССО движение частицы финитно и подобно колебательному движению в одномерном потенциале (при плоскостном каналировании) или двумерному финитному движению по орбитам в центральном поле (при аксиальном каналировании). Используя удобные приближенные модели усредненного потенциала, можно достаточно просто аналитически рассчитать спектральные характеристики возникающего электромагнитного излучения, его интенсивность и характерные времена жизни квантовых каналированных состояний. Продемонстрируем это на нескольких примерах.

2. ПЛОСКОСТНОЕ КАНАЛИРОВАНИЕ — “ОДНОМЕРНЫЙ АТОМ” (1D-АТОМ)

В ССО каналированные в плоскостном канале частицы совершают финитные колебания между соседними ионными плоскостями (если они заряжены положительно) или вблизи одной из таких плоскостей (если они заряжены отрицатель-

но). По сути, электрон в режиме плоскостного каналирования является собой модель одномерного атома.

Рассмотрим случай плоскостного каналирования положительно заряженной частицы (протона). Модельный усредненный потенциал взаимодействия можно аппроксимировать потенциалом одномерной прямоугольной ямы (или параболической ямы), шириной d (d — постоянная решетки) и высотой U_0 , (где U_0 определяется параметрами усредненного потенциала кристаллографической плоскости [2, 4]). Для низколежащих уровней $\epsilon_n \ll U_0$ задача решается в рамках квантовой механики аналитически и (довольно) просто. Попробуем ввести квантовые концепции в классическую механику каналированной частицы (1D-атома). Классическая механика должна быть применима к большим квантовым числам. Даже если энергетические уровни каналированной частицы дискретны, расстояния между ними могут быть малыми, из квантовой физики известно, что это расстояние равно $\hbar\omega$, где ω — частота излучения, испущенного при колебательном движении каналированной частицы в сопутствующей системе отсчета. Поэтому расстояние между уровнями $\Delta\epsilon = \epsilon_n - \epsilon_{n-1}$ полагается равным $\hbar\omega_n$, где ω_n — частота колебательного движения каналированной частицы с энергией поперечного движения ϵ_n .

Связь между ω_n и ϵ_n по существу определяется классическими уравнениями колебательного движения. Аналитически несложно решить задачу о движении частиц в параболическом потенциале, имеющем минимум посередине между соседними ионными плоскостями и достигающем максимумов точно на плоскостях (вполне реалистичное приближение для каналирования положительно заряженных частиц — позитронов или протонов)

$$U = \frac{kx^2}{2} = \frac{4U_0x^2}{d^2}, \quad (1)$$

где $x < d/2$, d — межплоскостное расстояние (постоянная решетки), U_0 — глубина усредненного плоскостного потенциала в ЛСО, определяемая параметрами кристалла. В большинстве кристаллов эта глубина составляет 20–50 эВ [2, 4, 9].

Если рассматривать такое движение в ССО и в классическом подходе, то в параболическом потенциале (1) частица, должна совершать гармонические колебания с циклической частотой

$$\omega_{\text{кл}} = c\sqrt{\frac{k}{E}} = \frac{2c}{d}\sqrt{\frac{2U_0}{E}}, \quad (2)$$

где E — релятивистская энергия каналированной частицы.

При низких (нерелятивистских) энергиях $E = mc^2$, c – скорость света.

В квантовом приближении уровни поперечной энергии связанного одномерного движения можно определить из одномерного (в ССО) релятивистского уравнения Шредингера с потенциалом атомной плоскости $U(x)$, умноженным на Лоренц-фактор:

$$\hbar c^2 \frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + 2E(\epsilon_{x,n} - U(x))\psi(x) = 0, \quad (3)$$

или, для простоты, можно воспользоваться правилом Бора–Зоммерфельда [12], которое обычно записывается в виде

$$\oint p dx = 2\pi\hbar(n + 1/2), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

где $p = \frac{\sqrt{2E(\epsilon_x - U(x))}}{c}$ – классический поперечный импульс каналированной частицы с поперечной энергией ϵ_x , движущейся в потенциале $U(x)$, а интеграл берется по всей классически допустимой области связанного движения $\epsilon_x > U(x)$.

Применение правила Бора–Зоммерфельда [12] к параболическому потенциалу приводит к эквидистантным разрешенным значениям поперечной энергии, равным $\epsilon_{x,n} = \hbar\omega_{\text{кл}}(n + 1/2)$, где классическая частота определяется выражением (2), а переходы между соседними уровнями приводят к испусканию фотонов той же частоты, что и при классическом рассмотрении. Общее число уровней связанного движения в потенциале (1) можно оценить величиной:

$$n_{\text{max}} \sim \frac{U_0}{\hbar\omega_{\text{кл}}} \sim \frac{d}{2c\hbar} \sqrt{\frac{EU_0}{2}}. \quad (5)$$

3. УПРОЩЕННЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ПЛОСКОСТНОГО КАНАЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Реальный усредненный потенциал атомной плоскости для отрицательно заряженных электронов складывается из перекрывающихся потенциалов соседних плоскостей и напоминает перевернутую параболу (1) с максимумами между соседними атомными плоскостями. Вблизи ионных плоскостей соседние параболы стыкуются и потенциал меняется почти линейно по мере удаления от плоскости

$$U(x) \approx -U_0(1 - x/b) \quad \text{при } x \ll d, \quad (6)$$

где d – межплоскостное расстояние, $b \leq d/2$ – параметр, примерно равный четверти межплоскостного расстояния, U_0 – глубина усредненного потенциала в ЛСО.

Правило Бора–Зоммерфельда [12] позволяет оценить общее число квантовых уровней связан-

ного движения в плоскостном потенциале ширины $\sim b$ и глубины $\sim U_0$ с помощью формулы, похожей на формулу (5) $n_{\text{max}} \sim (EU_0)^{1/2}b/\hbar c$. Спектр поперечных состояний, рассчитанный для такого потенциала квазиклассическим способом, при аналогичных параметрах почти не отличается от численно рассчитанного в квантовом подходе для “точного” потенциала, полученного усреднением потенциалов атомов в модели Хартри–Фока [2, 11, 13]. Можно ожидать, что квазиклассический расчет интенсивности излучения, возникающего при каналировании, тоже даст близкие к реальным значения. Заметим еще раз, что “точное” квантовое решение этой задачи, требует расчета волновых функций с помощью квадрированного уравнения Шредингера (3) и матричных элементов для переходов между уровнями с найденными функциями, что можно сделать только численно. В упрощенном квантово-классическом подходе эта задача решается аналитически и очень просто. Заметим, что в потенциале (6) электрон (в классическом приближении) движется под действием практически постоянной по величине силы, испытывая (в ЛСО) ускорение

$$|w| = |dU/dx|/m = \sim U_0/bm. \quad (7)$$

Согласно классической электродинамике [14], движущийся с ускорением электрон обязан излучать электромагнитные волны с интенсивностью (в ЛСО):

$$I[\text{Вт}] = \frac{2ke^2}{c^3} w^2 = \frac{2ke^2 U_0^2}{b^2 m^2 c^3}, \quad (8)$$

где c – скорость света, e – заряд электрона, w – его ускорение, k – постоянная закона Кулона.

Заметим, что интенсивность излучения (8) не зависит от поперечной энергии электрона, в отличие от известной ситуации с кулоновским потенциалом в атомной физике (для атома водорода [12, 14]), когда по мере потери энергии электронном интенсивность излучения возрастает. Этот факт заметно упрощает дальнейшие оценки. Можно оценить, за какое время t (на какой длине пути $l = tc$ в кристалле) электрон потеряет поперечную энергию $\sim U_0$ и дойдет до самого нижнего энергетического состояния:

$$t \sim \frac{U_0}{I} \sim \frac{b^2 m^2 c^3}{2ke^2 U_0}. \quad (9)$$

Подставляя известные значения констант и взяв вполне типичные для многих кристаллов значения $b \sim 10^{-10}$ м, $U_0 \sim 50$ эВ [2, 9, 13], можно оценить характерную длину пробега в кристалле, на которой электрон после серии радиационных переходов дойдет до дна потенциальной ямы: $l = tc \sim$ несколько миллиметров (менее 1 см).

В процессе потери поперечной энергии электрон будет терять и энергию полную, причем, при каждом переходе с изменением поперечной энергии на $\Delta\epsilon$, будет испускаться, как известно из обширной литературы [2–9], фотон в направлении прямо перед (эффективные углы излучения $\theta \sim (mc^2/E)$ с энергией в ЛСО, сильно увеличенной за счет эффекта Доплера:

$$h\nu \sim (E/mc^2)^2 \Delta\epsilon \sim (E/mc^2)^2 (U_0/N) \sim \sim 4hc(E/mc^2)^2 (U_0/E)^{1/2}. \quad (10)$$

Опускаясь от края потенциальной ямы к ее дну, электрон, совершив $\sim N$ переходов, потеряет на излучение энергию

$$\Delta E \sim (E/mc^2)^2 U_0 \quad (11)$$

Доля потерянной электроном энергии при невысоких значениях E будет достаточно мала, но при повышении E она быстро растет, приближаясь к 100% при энергиях

$$E \sim (mc^2)^2 / U_0 \sim 5 \text{ ГэВ}. \quad (12)$$

Заметим, что энергия (12) одновременно является пределом применимости нерелятивистского приближения при рассмотрении поперечного движения каналированного электрона [11]. Характерные энергии излучаемых фотонов будут при этом относиться к диапазону, определяемому выражением (10).

4. АКСИАЛЬНОЕ КАНАЛИРОВАНИЕ – “ДВУМЕРНЫЙ АТОМ” (2D-АТОМ)

Еще в самом начале исследований каналированного движения, для описания движения электронов в аксиальном канале Й. Линдхард предложил т.н. “стандартный потенциал” [1]

$$U(\rho) = -\frac{Ze^2}{d} \ln \left[\frac{3R_{T-F}^2}{\rho^2} \right] + 1, \quad (13)$$

где $\rho = \sqrt{x^2 - y^2}$ (от координаты z функция не зависит), d – межатомное расстояние в цепочке, Z – атомный номер кристалла, R_{T-F} – радиус экранирования Томаса–Ферми.

Использовать стандартный потенциал Линдхарда (13) в аналитических расчетах практически невозможно. Аналитическое рассмотрение допускает Кулоновская аппроксимация потенциала, использованная в [4, 5],

$$U(\rho) = -C \frac{Ze^2 R_{T-F}}{d\rho}, \quad (14)$$

где C – некоторая безразмерная подгоночная постоянная порядка единицы. Волновая функция ψ каналированной частицы в двумерном потенциале (14) определяется решением квадрированного

уравнения Шредингера (3) и может быть представлена в виде [4, 5], также трудно поддающемся дальнейшему аналитическому исследованию:

$$\Psi_{nm}(\rho, \varphi) = e^{im\varphi} \frac{1}{\sqrt{\rho}} e^{-\gamma \frac{\rho}{a}} \left(\frac{\rho}{a} \right)^{|m|+\frac{1}{2}} \sum_{k=0}^n a_k \left(\frac{\rho}{a} \right)^k. \quad (15)$$

При этом, поперечная энергия частицы в двумерной задаче с Кулоновским потенциалом (14) может принимать значения:

$$\epsilon_n = -\frac{\mu Z^2 e^4}{2\hbar^2 \left(n + |m| + \frac{1}{2} \right)^2}, \quad (16)$$

где $(n = 0, 1, 2, \dots, |m| = 0, 1, 2, \dots)$.

Это выражение отличается от известной формулы для обычного трехмерного атома водорода (формулы Н. Бора) только численным коэффициентом $1/2$, что дает возможность классифицировать квантовые состояния аксиально-канализированных частиц подобно тому, как классифицируются состояния электронов в атомной физике ($1s, 2s, 2p$ и т.д.). По утверждениям авторов [4, 5], результаты экспериментальных измерений спектров излучения каналированных электронов позволяют ассоциировать некоторые наблюдавшиеся спектральные максимумы с теми или иными переходами между расчетными уровнями.

Аналитически проще рассмотреть движение быстрой отрицательно заряженной частицы в **потенциале** притягивающей струны, имеющий вид **прямоугольной ямы**

$$U(\rho) = \begin{cases} -U_0, & 0 \leq \rho \leq R, \\ 0, & \rho > R, \end{cases} \quad (17)$$

где $2R$ – поперечный размер струны, U_0 – глубина потенциальной ямы.

Собственные волновые функции поперечного движения частицы находятся из уравнения (3) с потенциалом (17) и имеют вид

$$\psi(\rho, \varphi) = e^{im\varphi} R(\rho), \quad (18)$$

где радиальные функции $R(\rho)$ подчиняются уравнению

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR}{d\rho} - \frac{m^2}{\rho^2} R \right) + U(\rho)R = \epsilon R. \quad (19)$$

Для спектра поперечных энергий связанного движения в яме (17), пренебрегая просачиванием через центробежный барьер, можно получить:

$$\epsilon_{n,m} = \frac{\pi^2 n^2}{2ER^2} + \frac{m^2}{2ER^2} - U_0, \quad (20)$$

и оценить число связанных состояний в яме с глубиной U_0 ,

$$n_{\max}^2 = \frac{2ER^2U_0}{\pi^2}. \quad (21)$$

Что с точностью до безразмерного множителя совпадает с оценкой числа состояний в плоскостном канале (5).

5. ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ АКСИАЛЬНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

Аналитическую оценку интенсивности излучения при плоскостном каналировании электронов мы смогли получить (раздел 3), воспользовавшись упрощенным квантово-классическим рассмотрением в приближенном линейном потенциале. Аналогичное упрощенное, но сохраняющее физическую суть, рассмотрение можно применить и к случаю аксиального каналирования. Для выбора простой, но реалистичной модели усредненного потенциала атомной цепочки приведем несколько очевидных физических соображений:

1. Потенциал каждой ионной цепочки для каналированного электрона является притягивающим — то есть убывает при приближении к цепочке.

2. Вблизи каждой цепочки формально усредненный потенциал покоящихся строго на оси цепочки ионов с точечными ядрами в центре логарифмически расходится: $U(r) \rightarrow -\infty$ при $r \rightarrow 0$, [2]. Понятно, что это не физическая расходимость. Реальный потенциал будет всегда ограничен (конечен), если учесть хотя бы неустраняемое тепловое движение ионов и дополнительно усреднить по нему.

3. Потенциалы соседних цепочек перекрываются, благодаря чему устраняется нефизическая логарифмическая расходимость [2] формально усредненных потенциалов ионных цепочек на заметном удалении $r \gg d$ от осей.

В результате: потенциал “пучка” параллельных цепочек будет иметь форму сложно-искривленной поверхности с коническими углублениями, имеющими вершины на осях цепочек. То есть, можно ожидать, что недалеко от оси цепочки потенциал будет расти практически линейно, как и потенциал (6) в плоскостном случае, но с заменой переменной x на r :

$$U = U_0(1 - r/b), \quad (22)$$

где U_0 — эффективная глубина потенциала, $b \leq d/2$ — параметр, который можно подобрать так, чтобы обеспечить лучшее совпадение результата расчета с экспериментом.

В аксиальном потенциале (22) частица (в ССО) может в частности двигаться по круговым финитным траекториям разного радиуса, но всегда с одинаковым центростремительным ускоре-

нием, которое обеспечивает этот потенциал: $|w| = U_0/bm$. Соответственно, это движение будет совершаться электромагнитным излучением постоянной интенсивности, как и в плоскостном случае, определяемой той же самой формулой (8). Спектральные характеристики (7), характерное время потери поперечной энергии (9), характерная полная потеря энергии (11) будут такими же, как и в плоскостном случае с поправками на замену глубины плоскостного канала на глубину осевого, и на замену значения параметра b . Численная оценка длины, на которой электрон опустится на дно потенциальной ямы (несколько миллиметров), тоже остается прежней.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение упрощенного, квантово-классического подхода для теоретического рассмотрения задачи об интенсивности и спектральных характеристиках электромагнитного излучения, возникающего при каналировании электронов в монокристаллах, позволяет аналитически рассчитывать основные характеристики излучения для электронов с энергиями $E \sim 10^8 - 10^9$ эВ, когда количество уровней поперечной энергии в усредненном потенциале велико и можно уже использовать классическое (не-квантовое) приближение), одновременно применяя нерелятивистское приближение для описания поперечного движения электрона в канале. Проведенный анализ позволяет установить, что:

1. Спектральные и энергетические характеристики излучения, возникающего при плоскостном и при аксиальном каналировании в рассматриваемом диапазоне энергий, качественно близки.

2. Интегральная интенсивность излучения растет пропорционально квадрату полной начальной энергии электрона.

3. При энергиях электронов в несколько ГэВ серия радиационных переходов с верхних связанных уровней каналированного движения на нижние способна привести к потере энергии, сравнимой с начальной энергией электрона, на монокристалле толщиной в несколько миллиметров ($l \leq 1$ см).

4. Оценка толщины кристалла, способного привести к почти полной конверсии энергии электрона в энергию жесткого гамма-излучения ($l \sim 1$ см), слабо зависит от типа кристалла и его конкретной ориентации кристаллографической решетки. Излучение, сопровождающее практически любой режим каналирования, должно иметь сходные количественно характеристики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Линдхарт Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц // УФН. 1969. Т. 99. № 2. С. 249–296.
2. Калашников Н.П. Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. М.: Атомиздат, 1981. 224 с.
3. Барышевский В.Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск: Изд. БГУ им. В.И. Ленина, 1982. 256 с.
4. Воробьев С.А. Каналирование электронных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1984. 96 с.
5. Рябов В.А. Эффект каналирования. М.: Энергоатомиздат, 1994. 240 с.
6. Базылев В.А., Живаго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: ГРФМЛ. Наука, 1987. 272 с.
7. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных кристаллах. Новосибирск: Наука СО РАН, 1989. 400 с.
8. Ахизер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: ГРФМЛ. Наука, 1993. 344 с.
9. Andersen J.U., Bonderup E., Loegsgaard E. et al. Channeling Electron Radiation Spectra in Silicon Single Crystal // NIM. 1982. V. 194. P. 209–224.
10. Zagainov V.A., Kalashnikov N.P., Olchak A.S. Conversion of the Relativistic Electron Energy into a Single Photon during the Interaction With Periodic Heterogeneities in Crystals. // ISSN 1027–4510 // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2020. V. 14. № 2. P. 312–315. © Pleiades Publishing, Ltd., 2020.
11. Kalashnikov N.P., Olchak A.S., Khangulian E.V. Radiation from Channeling Electrons, Stimulated by Laser Beam // NIM B. 2013. V. 309. P. 67–69.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Т. III. М.: ГРФМЛ “Наука”, 1977. 768 с.
13. Калашников Н.П., Мамонов М.Н., Ольчак А.С., Стриханов М.Н. Расчет спектра квантовых состояний для релятивистских электронов в режиме плоскостного каналирования // Физика твердого тела, 1983. Т. 25. № 1. С. 190–197.
14. Калашников Н.П., Смондырев М.А. Основы физики. Т. 2. М.: Лаборатория знаний, 2017. 606 с.

Vestnik Nacional'nogo Issledovatel'skogo Yadernogo Universiteta “MIFI”, 2021, vol. 10, no. 2, pp. 97–103

Classical Approach for Describing the Radiation of Channeled Particles

N. P. Kalashnikov^{a,*} and A. S. Olchak^{a,##}

^a National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: kalash@mephi.ru

##e-mail: asolchak@mephi.ru

Received March 15, 2021; revised April 26, 2021; accepted April 27, 2021

Abstract—It is proposed to consider the channeling effect in the so-called accompanying reference system moving with the velocity equal to the longitudinal component of the channeled particle velocity. In such a system, particle motion is finite and similar to the vibrational motion in a one-dimensional potential (plane channeling) or two-dimensional finite motion in the central field (axial channeling). For relativistic electrons, such motion can be considered both in quantum and classical approximations. In classical consideration, such important characteristics of motion and electromagnetic radiation as the intensity of the resulting electromagnetic radiation, its spectral characteristics, and characteristic times of electron energy loss can be calculated quite simply. Using the results of the classical approach, it is possible to estimate the characteristic life times of quantum channeled states and the probability of transitions between them, which can be done only numerically in the pure quantum approach. In this paper, the method of simplified analytical consideration is applied to calculate the spectral characteristics and radiation intensity, which accompanies the axial channeling GeV electrons. It is shown that this mechanism can lead to the conversion of a significant part of the energy of the electron beam passing through the oriented single crystal target about 1 cm thick into high-energy gamma-ray photons when.

Keywords: coherent interaction, channeling, single crystal, electromagnetic radiation, quantum mechanics, gamma radiation

DOI: 10.1134/S2304487X21020048

REFERENCES

1. Lindhard J., Vliyanie kristallicheskoj reshetki na dvizhenie bystryh zaryazhennyh chastic [Effect of the crystal lattice on the motion of fast charged particles], *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 1969, vol. 99, no. 2, pp. 249–296. (in Russian)
2. Kalashnikov N.P., *Kogerentnye vzaimodejstviya zaryazhennyh chastic v monokristallah* [Coherent Interactions of Charged Particles in Single Crystals]. Moscow, Atomizdat Publ., 1981, 224 p.
3. Baryshevskii V.G., *Kanalirovanie, izluchenie i reakcii v kristallah pri vysokih energiayah* [Channeling, Radiation and Reactions in Single Crystal at High Energies], Minsk, Izd. BGU im. V.I. Lenina Publ., 1982, 256 p.
4. Vorobyov S., *Kanalirovanie elektronnyh puchkov* [Channeling of electron beams], Moscow, Energoatomizdat Publ., 1984, 96 p.
5. Riabov V.A., *Effekt kanalirovaniya* [Channelling Effect], Moscow, Energoatomizdat Publ., 1994, 240 p.
6. Bazylev V.A., Zhivago N.K., *Izluchenie bystryh chastic v veshchestve i vo vneshnih polyah* [Fast Particles Radiation in Matter and in External Fields], Moscow, GRFML, Nauka Publ., 1987, 272 p.
7. Bayer V.N., Katkov V.M., Strakhovenko V.M., *Elektrodinamika vysokih energij v veshchestve* [High Energy Electromagnetic Processes in Oriented Single Crystals], Novosibirsk, Nauka Publ., 1989, 400 p.
8. Akhiezer A.I., Shulga N.F., *Elektrodinamika vysokih energij v veshchestve* [High Energy Electrodynamics in Matter], Moscow, GRFML, Nauka Publ., 1993, 344 p.
9. Andersen J.U., Bonderup E., Loegsgaard E. et al., Channeling Electron Radiation Spectra in Silicon Single Crystal, *NIM*, 1982, vol. 194, pp. 209–224.
10. Zagainov V.A., Kalashnikov N.P., Olchak A.S., Conversion of the Relativistic Electron Energy into a Single Photon during the Interaction With Periodic Heterogeneities in Crystals. ISSN 1027-4510, *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 2020, vol. 14, no. 2, pp. 312–315. © Pleiades Publishing, Ltd., 2020.
11. Kalashnikov N.P., Olchak A.S., Khangulian E.V., Radiation from Channeling Electrons, Stimulated by Laser Beam, *NIM B*, 2013, vol. 309, pp. 67–69.
12. Landau L.D., Lifshits E.M., *Kvantovaya mekhanika. Nerelevativistskaya teoriya* [Theoretical Physics, Quantum Mechanics], Moscow, GRFML. Nauka Publ., 1977, vol. III, 768 p.
13. Kalashnikov N.P., Mamonov M.N., Olchak A.S., Strikhanov M.N., Raschet spectra kvantovykh sostoyanij dlya relyativistskikh elektronov v rezhime ploskostnogo kanalirovaniya [Calculation of the spectrum of quantum states for relativistic electrons in the plane channeling mode], *Fizika tverdogo tela*, 1983, vol. 25, no. 1, pp. 190–197. (in Russian)
14. Kalashnikov N.P., Smondyrev M.A., *Osnovy fiziki* [The Basics of Physics], Moscow, Laboratoriya znaniy Publ., 2017, vol. 2, 606 p.