

Ա.Բ. ԱԼԻԽԱՆՅԱՆԻ ԱՆՎԱՆ ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ՅԱՐԱԼՈՎ ՎԻԿՏՈՐ ՅԱԿՈՎՉԻ
ԿԱՆԱԼԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ
ԱՐՏԱՔԻՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա.04.16 «Միջուկի, տարրական մասնիկների և տիեզերական
ճառագայթների ֆիզիկա» մասնագիտությամբ ֆիզիկամաթեմատիկական
գիտությունների թեկնածուի գիտական աստիճանի հայցման
ատենախոսություն

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

Երևան-2010

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.И.АЛИХАНИЯ
ЯРАЛОВ ВИКТОР ЯКОВЛЕВИЧ

Исследование излучения каналированного электрона во внешних полях

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-
математических наук по специальности 01.04.16

“Физика ядра, элементарных частиц и космических лучей”

Ереван-2010

получение соответствующих формул спектрально-угловых распределений излучения 5-100 МэВ электронов.

2) Расчет параметров конкретного процесса плоскостного каналирования электронов в кристалле α -кварца: поперечные потенциалы, зонная структура энергетических уровней, вероятности переходов между уровнями из-за рассеяния на тепловых флюктуациях и на атомных электронах, соответствующие уширения уровней. Вывод соответствующих формул с учетом сложной структуры кристалла α -кварца – атомы находятся не только в центре и на границах, но и внутри плоскостных каналов.

3) Расчет спектров излучения электронов в α -кварце при чистом каналировании и при возмущении кристалла ультразвуковой волной.

Научная новизна

Методы нелинейной резонансной оптики, преобразованные соответствующим образом, применены к объектам иной физической природы, а именно к каналированным электронам. Впервые выведены формулы спектрально-углового распределения излучения каналированного электрона с учетом рассеяния электрона в кристалле и в присутствии монохроматического резонансного управляющего поля [1, 3]. При этом не делается упрощающих предположений о слишком малых временах, когда можно пренебречь релаксацией, или о слишком больших временах, когда электрон уже находится в равновесном состоянии.

Впервые рассчитаны параметры каналирования 20 МэВ электронов в кристалле α -кварца с учетом рассеяния электронов на тепловых флюктуациях и на атомных электронах [2, 4]: зонная структура энергетических уровней в плоскостном потенциале, уширения уровней вследствие рассеяния, изменение населенностей уровней при пролете электрона в кристалле (динамика населенностей). Соответствующие формулы выведены с учетом сложной структуры кристалла кварца.

Впервые рассчитаны спектральные распределения излучения 20 МэВ электронов при чистом каналировании в кристалле α -кварца и при возмущении кристалла ультразвуковой волной [4].

Выносятся на защиту

1) Вывод формул для спектрально-углового распределения ChR во внешнем монохроматическом резонансном поле с учетом рассеяния электрона в кристалле [1, 2].

2) Вывод формул, характеризующих процесс каналирования для сложной структуры кристалла α -кварца и расчет соответствующих параметров и спектральных распределений излучения 20 МэВ электронов, каналированных в плоскостях $(0\bar{1}1)$, (100) для чистого каналирования и в присутствии ультразвуковой волны [3, 4].

Основное содержание работы

Диссертация объемом 103 страницы состоит из введения, 3 глав и заключения. Содержит 3 таблицы, 14 рисунков и список цитируемой литературы из 55 ссылок.

В первой главе методы нелинейной резонансной оптики трансформируются для решения задач, связанных с излучением каналированных в кристаллах электронов во внешних полях [1, 2]. Основные идеи заключаются в следующем. Как известно, энергетические зоны плоско-каналированного электрона состоят из возможных (разрешенных) значений поперечной энергии и разделены неразрешенными значениями. Стационарные поперечные состояния электрона характеризуются двумя квантовыми числами: номером зоны и квазиимпульсом. Задание квазиимпульса однозначно фиксирует значения энергий во всех зонах. Спонтанные переходы между зонами соответствуют каналированному излучению, переходы под влиянием управляющего поля – вынужденному. Рассмотрение вначале ведется в системе координат, движущейся в продольном направлении вместе с электроном (система покоя). При переходах между зонами для электромагнитного взаимодействия в дипольном приближении квазиимпульс электрона сохраняется. Т.е. переходы между зонами для разных значений квазиимпульса можно рассматривать независимо. Если мы интересуемся излучением при переходе между конкретными уровнями $|0\rangle, |1\rangle$, то возникает задача о динамическом поведении и излучении двухуровневой системы в заданном классическом поле. Такие задачи рассматриваются в нелинейной оптике. Управляющее поле эффективно действует на те уровни, частота перехода между которыми ω_0 находится вблизи частоты поля ω , т.е. в резонансе. Кроме того, необходимо учесть релаксацию населенностей, т.е.

переходы между уровнями, вызванные рассеянием электрона в кристалле. Рассеяние не сохраняет квазиимпульс и затрагивает все уровни. Поэтому сумма населенностей рассматриваемой двухуровневой системы не остается постоянной (затухает). Формальное рассмотрение такой системы требует ввести двухуровневую затухающую матрицу плотности, для которой сумма диагональных элементов не остается постоянной [1,2]. Вероятности спонтанных переходов гораздо меньше переходов из-за рассеяния. Поэтому при построении матрицы плотности поле излучения можно не учитывать и рассматривать только взаимодействие с управляющим полем и рассеяние. При влете электрона в кристалл заселяются в основном нижние уровни. Затем населенности из-за рассеяния перераспределяются (выравниваются) и, поскольку число уровней бесконечно, населенность каждого уровня стремится к нулю. Для толщины кристалла ≤ 50 мкм можно ограничиться конечным числом уровней. При этом система релаксирует к равновесному состоянию, когда населенности всех уровней равны средней населенности ρ_0 . Такое приближение оправдывается экспериментом. Затухание достаточно хорошо описывается экспонентой. Это позволяет аппроксимировать матрицу плотности в отсутствие управляющего поля следующим образом [1,2] $\rho(t) = \rho_0 + [\rho(0) - \rho_0] \exp(-kt)$. Равновесная населенность ρ_0 и коэффициент затухания k определяются из расчетов по чистому каналированию и феноменологически вводятся в уравнение, описывающее взаимодействие электрона только с классическим полем $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \exp[i(\omega t + \varphi)] + \varepsilon_0 \exp[-i(\omega t + \varphi)]$ (уравнение Неймана): $dp/dt = (i/\hbar)[\rho, V(t)]$, где $V(t) = -d(t)\varepsilon(t)$ – гамильтониан взаимодействия двухуровневого электрона с классическим электрическим полем в представлении взаимодействия, $d(t)$ – дипольный момент. В оптике соответствующие уравнения называются оптическими уравнениями Блоха.

В диссертации [1,2] выводится общая формула спектрально-углового распределения излучения для произвольного нестационарного процесса

$$\frac{dE}{d\omega dt d\Omega} = \frac{cr^2}{2\pi} \tilde{G}(\vec{r}, t, \omega), \text{ где } \tilde{G}(\vec{r}, t, \omega) \sim 1/r^2 \text{ есть Фурье-преобразование}$$

корреляционной функции излучения $G(\vec{r}, t, \tau) = \langle E^-(\vec{r}, t) E^+(\vec{r}, t + \tau) \rangle$ по параметру τ , r – расстояние от излучателя до детектора. Эта функция является статистическим средним разновременного произведения отрицательно- и положительно-частотных частей напряженности излученного поля и выражается через матрицу плотности электрона. Выбираются базисные

операторы $a = |0\rangle\langle 1|$, $a^+ = |1\rangle\langle 0|$, $aa^+ = |0\rangle\langle 0|$, $a^+a = |1\rangle\langle 1|$, действующие в двумерном пространстве электронных состояний $|0\rangle \otimes |1\rangle$, и матрица плотности электрона в шредингеровском представлении разлагается по ним.

$$\rho(t) = n(t)a^+a + \delta^*(t)a + \delta(t)a^+ + m(t)aa^+ \quad \rho(t) = \begin{pmatrix} n(t) & \delta(t) \\ \delta^*(t) & m(t) \end{pmatrix}. \text{ Коэффициенты}$$

разложения инвариантны при переходе к другим представлениям, являются матричными элементами $\rho(t)$ и выражаются через статистические средние

электронных операторов: $\langle a^+a \rangle = \text{Tr}(\rho a^+a) = n(t)$, $\langle a \rangle = \delta(t)$, $\langle a^+ \rangle = \delta^*(t)$,

$\langle aa^+ \rangle = m(t)$. Элементы n, m – населенности верхнего и нижнего уровня. Во

внешнем резонансном поле в представлении взаимодействия и Гейзенберга

электронные операторы имеют вид: $a_I(t) = a e^{-i\omega_0 t}$, $a_H(t) = a(t) e^{-i\omega_0 t}$, где

$a(t)$ – медленная операторная функция по сравнению с экспонентой. Из

матричных элементов дипольного момента каналированного электрона в

обычном конфигурационном пространстве: $\vec{d}_{01} = -\frac{ie\langle 0|\vec{P}_x|1\rangle}{m\omega_0} = -\vec{\mu}$, $d_{10} = \mu$,

$d_{00} = d_{11} = 0$ составляет вторично-квантованный оператор дипольного

момента в двумерном электронном пространстве в представлении Шредингера:

$$d_{Sh} = \sum_{ik} d_{ik} |i\rangle\langle k| = \mu a^+ + \mu^* a. \text{ В запаздывающем дипольном излучении}$$

$$\vec{\varepsilon}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c r} \left[\left[\frac{d^2}{dt^2} \vec{d}(t - \frac{r}{c}), \vec{n} \right] \vec{n} \right] \text{ классический дипольный момент заменяется}$$

вторично-квантованным в представлении Гейзенберга и составляет корреляционную функцию. При дифференцировании игнорируется медленная зависимость от времени $a(t)$.

$$G(\vec{r}, t, \tau) = \langle \vec{\varepsilon}^-(\vec{r}, t) \vec{\varepsilon}^+(\vec{r}, t + \tau) \rangle = (\omega_0^4 / c^4 r^2) \left| \left[\vec{\mu} \vec{n} \right] \vec{n} \right|^2 \langle a^+(t) a(t + \tau) \rangle$$

Таким образом, корреляционная функция излучения выражается через электронную корреляционную функцию $g(t, \tau) = \langle a^+(t) a(t + \tau) \rangle$.

Гамильтониан взаимодействия электрона с управляющим полем в представлении взаимодействия в дипольном и резонансном приближении (слагаемые с удвоенными частотами отбрасываются) есть:

$$V(t) = -d(t)\varepsilon(t) = -(\mu a^+ e^{i\omega_0 t} + \mu^* a e^{-i\omega_0 t}) (\varepsilon_0 e^{i(\omega t + \varphi)} + \varepsilon_0 e^{-i(\omega t + \varphi)}) =$$

$$= -\lambda a^+ e^{-i(\omega - \omega_0)t} - \lambda^* a e^{i(\omega - \omega_0)t}; \quad \lambda = \mu \varepsilon_0 e^{-i\varphi}$$

Подставляя в уравнение Неймана этот гамильтониан и разложение матрицы плотности в представлении взаимодействия, получим уравнения для коэффициентов матрицы плотности в случае взаимодействия электрона только с управляющим полем. Добавляя в эти уравнения производные матричных элементов $\rho(t)$, полученные дифференцированием затухающей матрицы плотности, когда учитывается только рассеяние, окончательно получаем систему дифференциальных уравнений для матричных элементов $\rho(t)$ [1, 2].

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= i\lambda e^{-i\omega t} \delta^* - i\lambda^* e^{i\omega t} \delta - kn + k\rho_0 & \frac{d\delta}{dt} &= -i\lambda e^{-i\omega t} (n-m) - (k+i\omega_0)\delta \\ \frac{d\delta^*}{dt} &= i\lambda^* e^{i\omega t} (n-m) - (k-i\omega_0)\delta^* & \frac{dm}{dt} &= -i\lambda e^{-i\omega t} \delta^* + i\lambda^* e^{i\omega t} \delta - km + k\rho_0 \end{aligned}$$

Система уравнений решается методом преобразования Лапласа.

Смещенное решение $\delta(t+\tau)$ разлагается по несмещенным:

$$\delta(t+\tau) = u_n(t, \tau) n(t) + u_\delta(t, \tau) \delta(t) + u_{\delta^*}(t, \tau) \delta^*(t) + u_m(t, \tau) m(t)$$

Электронная корреляционная функция выражается через коэффициенты разложения:

$$g(t, \tau) = \langle a^+(t) a(t+\tau) \rangle = n(t) u_\delta(t, \tau) + \delta^*(t) u_m(t, \tau)$$

В диссертации [2] приводится строгий вывод этой формулы в общем неравновесном состоянии, т.е. для произвольных времен t .

Далее выводится окончательная формула спектрально-углового распределения излучения. Так как при влете электрона в кристалл фаза управляющего поля является случайной величиной, то конечный результат усредняется по фазе. Совершается переход от энергии к числу излученных фотонов. Для излучения с рассматриваемых двух уровней под нулевым углом формула имеет вид [1, 2]:

$$\frac{dN}{d\omega dt d\Omega} = \frac{e^2 (2\gamma^2 \omega_0)^2}{\pi m \omega} |\langle 0 | P_x | I \rangle|^2 \times \quad (\hbar = c = 1)$$

$$\times \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{2R^2}{\Omega^2} \bar{n}(t) + \frac{R^2 \Delta^2}{\Omega^4} b(t) e^{-kt} \right] \frac{1}{\pi} \frac{2\gamma^2 k_\perp}{(\omega - 2\gamma^2 w)^2 + (2\gamma^2 k_\perp)^2} + \\ & + \left[\frac{(\Omega + \Delta)^2}{4\Omega^2} \bar{n}(t) - \frac{R^2 (\Omega + \Delta) \Delta}{2\Omega^4} b(t) e^{-kt} \right] \frac{1}{\pi} \frac{2\gamma^2 k_\perp}{[\omega - 2\gamma^2 (w - \Omega)]^2 + (2\gamma^2 k_\perp)^2} + \\ & + \left[\frac{(\Omega - \Delta)^2}{4\Omega^2} \bar{n}(t) + \frac{R^2 (\Omega - \Delta) \Delta}{2\Omega^4} b(t) e^{-kt} \right] \frac{1}{\pi} \frac{2\gamma^2 k_\perp}{[\omega - 2\gamma^2 (w + \Omega)]^2 + (2\gamma^2 k_\perp)^2} \end{aligned} \right\}$$

$$b(t) = (m_0 - n_0)(1 - \cos \Omega t) \quad \bar{n}(t) = \rho_0 + [n_0 - \rho_0 + \frac{2R^2}{\Omega^2} b(t)] e^{-kt}$$

$\omega_0 = E_\perp^1 - E_\perp^0$ – частота перехода, w, ε_0 – частота и амплитуда управляющего поля, $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + 4R^2}$, $\Delta = w - \omega_0$, $R = \varepsilon_0 |e| \langle 0 | P_x | I \rangle / (m\omega_0)$, k_\perp – уширение уровня из-за рассеяния, феноменологически введенное вместо k в лоренцианах, e, m – заряд и масса покоя электрона, $\gamma = E/m$ – релятивистский фактор, ω – частота излученного фотона, m_0, n_0 – начальные населенности нижнего и верхнего уровня, $\bar{n}(t)$ – заселенность верхнего уровня, усредненная по фазе управляющего поля, $dN/(d\omega dt d\Omega)$ – число излученных фотонов в интервале частот $d\omega$ за время dt в элемент телесного угла $d\Omega$. При стремлении амплитуды управляющего поля к нулю получается известная формула каналированного излучения.

Интегрирование спектра по частоте дает результат, известный в оптике

$$\int \frac{dE}{d\omega dt d\Omega} d\omega \sim \bar{n}(t), \text{ т.е. интегральная (по частоте) плотность излучения по}$$

времени пропорциональна населенности верхнего уровня. Отсюда и из усредненной по фазе населенности верхнего уровня легко получить критерий для сравнения каналированного излучения и добавки при включении управляющего поля. Удобно положить $\rho_0 = 0$ и рассматривать неограниченный

$$\text{интервал времени } \bar{n}(t) = n_0 e^{-kt} + \frac{2R^2}{\Omega^2} (m_0 - n_0) (1 - \cos \Omega t) e^{-kt}. \text{ Левое слагаемое}$$

есть населенность верхнего уровня при чистом каналировании, правое – добавка к населенности, обусловленная управляющим полем. Интегрируя по времени и деля, получим отношение добавочно излученной энергии при включении управляющего поля к энергии излучения при чистом каналировании.

$$E_{Ch} \sim \frac{n_0}{k} \quad \Delta E_{Ch} \sim \frac{2R^2}{k(k^2 + \Omega^2)} (m_0 - n_0) = \frac{2R^2}{k(k^2 + \Delta^2 + 4R^2)} (m_0 - n_0)$$

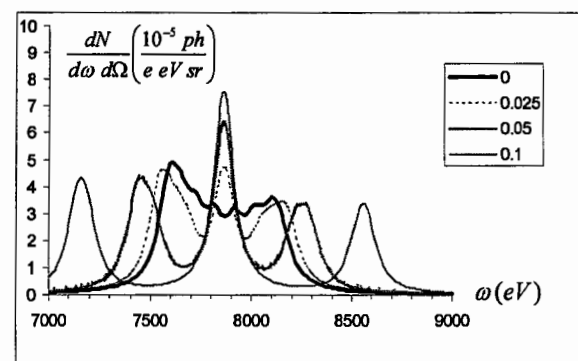
$$\frac{\Delta E_{Ch}}{E_{Ch}} = \frac{m_0 - n_0}{n_0} \frac{2R^2}{k^2 + \Delta^2 + 4R^2} \quad |R| = |\mu| \varepsilon_0$$

R пропорционально амплитуде управляющего поля ε_0 и при возрастании амплитуды добавка сначала квадратично растет, затем наступает насыщение. Отметим, что результат, получаемый по теории возмущений, тоже предсказывает квадратичный рост добавочного излучения, но неограниченный.

Т.е., так же, как и в оптике, теория возмущений и резонансное приближение дают одинаковые результаты только при малых возмущениях. Точный резонанс имеет место при $\Delta = \omega - \omega_0 = 0$. Добавка пропорциональна разности заселенностей и положительна, если начальная заселенность нижнего уровня больше верхнего. Наконец, имеется очень сильная зависимость от коэффициента затухания k , т.е. рассеяние каналированного электрона в кристалле сильно подавляет и каналированное и особенно добавочное излучение.

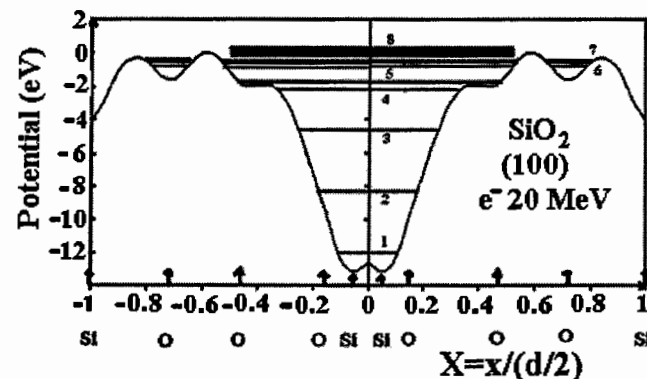
В качестве управляющего поля рассматривается лазерное излучение. При влете лазерного луча с амплитудой и частотой ϵ_0, ω в кристалл под углом к плоскости, поперечной к траектории электрона, амплитуда управляющего поля и эффективная частота равны $\epsilon_x = \epsilon_0(\sin\theta_{пад})/n$, $\omega_{эф} = \omega(\sin\theta_{пад} + 1)$. При влете в кристалл противоположно электронному пучку эффективная частота возрастает вдвое. Для энергии электрона 20 МэВ, каналированного в плоскостях (110) кристалла алмаза в канале имеются 3 уровня с разностью энергий 9.5 и 5.14 эв. Для второго перехода соответствующая длина волны равна $\lambda(нм) = 1241/E(эв) = 240(нм)$. Если направить лазерный луч противоположно пучку, то можно использовать лазер с вдвое большей длиной волны. Длина волны 480 нм соответствует синей части оптического диапазона. При энергии электрона 50 МэВ в потенциальной яме имеются 5 поперечных уровней с переходами 7.35, 4.74, 3.44, 2.59 эв. Для трех верхних переходов можно использовать лазеры с длинами волн 524, 722, 958 нм. Верхний край этого диапазона находится в инфракрасной области. Таким образом, обеспечить условие резонанса можно изменяя энергию электронного пучка, выбирая лазер с подходящей длиной волны и меняя угол падения луча лазера относительно пучка. Кроме того, можно выбирать плоскости каналирования с большими индексами Миллера.

Для иллюстрации приводятся [1,2] рассчитанные спектры излучения под нулевым углом для электрона с энергией 9 МэВ, каналированного в плоскостях (110) кристалла алмаза толщиной 13 мкм, (переход 1-0), для различных отношений амплитуды управляющего поля к кристаллическому полю. Такие параметры выбраны для сравнения вычисленного спектра при чистом каналировании с экспериментальными результатами и получено совпадение.



Расчет спектра при переходе между зонами происходит суммированием по всем квазимпульсам и интегрированием по времени пролета (численно). Черной линией представлен спектр излучения при чистом каналировании. Несимметричная форма обусловлена зонной структурой.

Во второй главе кратко описываются методы расчета непрерывных плоскостных потенциалов и подробно рассматривается структура кристалла α -кварца и основные плоскости каналирования. Рассчитаны потенциалы плоскостных каналов и энергетическая зонная структура (уровни поперечной энергии) для 20 МэВ электронов [3, 4].



Сложность структуры α -кварца заключается в том, что атомы находятся не только в центре или на границах, но и внутри канала. Амплитуды тепловых

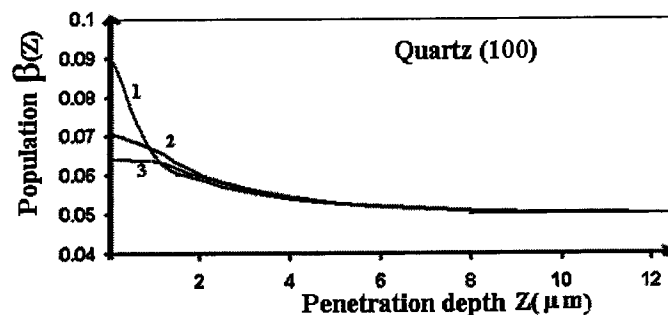
смещений неодинаковы для разных направлений и для разных атомов элементарной ячейки. Существующие формулы изменены и дополнены с учетом всех этих обстоятельств. При этом все атомы ячейки разделены на группы – одиночные на границе канала, одиночные в центре канала и пары, расположенные симметрично относительно центра. Вклады групп вычисляются отдельно и суммируются [3, 4].

Подробно рассматривается рассеяние электронов пучка в кристалле на тепловых смещениях атомов и на атомных электронах. Учет рассеяния изложен во многих работах, однако формулы для сложных структур типа кристалла кварца требуют уточнения. Соответствующие формулы (вероятности переходов между уровнями из-за рассеяния, уширения уровней) были получены и представлены в форме, удобной для вычислений. Приведены рассчитанные уширения, обусловленные рассеянием электрона на тепловых флюктуациях и на валентных электронах [4].

	Энергетические уровни (эВ) (100)	Ширины уровней (эВ) (100)		Энергетические уровни (эВ) (011)	Ширины уровней (эВ) (011)	
		Теплов.	Валентн.		Теплов.	Валентн.
1	-11.59	0.505	0.021	-12,28	0.148	0.077
2	-8.23	0.309	0.044	-12.00	0.047	0.086
3	-4.66	0.248	0.066	-10.15	0.318	0.066
4	-2.23	0.139	0.099	-8.07	0.125	0.094
5	-1.75	0.001	0.034	-6.37	0.149	0.111
6	-0.96	0.055	0.148	-4,50	0.095	0.134
7	-0.40	0.034	0.195	-3.34	0.070	0.149

В плоскости каналирования ZY (Z-ось пучка) электрон описывается плоскими волнами с волновыми векторами k_y, k_z . Вводится функция $\alpha_{nk_x}(z)$ – дисперсия гауссова распределения по k_y и $\beta_{nk_x}(z)$ – населенность уровня (n, k_x) , где z – расстояние, пройденное электроном в кристалле, (n, k_x) номер зоны и квазимпульс (квантовые числа поперечных уровней), квазимпульс k_x в численных расчетах рассматривается как дискретная переменная. Т.е.

$\frac{\beta_{nk_x}(z)}{\sqrt{2\pi\alpha_{nk_x}(z)}} \exp(-\frac{k_y^2}{2\alpha_{nk_x}(z)}) dk_y$ есть вероятность электрона находиться на уровне (nk_x) в интервале $(k_y, k_y + dk_y)$. Функции α, β эволюционируют из-за рассеяния по мере увеличения z и полностью определяют состояние электрона в кристалле в каждой точке $z = ct$. Для малых интервалов dz : $\alpha(z + dz) = \alpha(z) + (d\alpha/dz) dz$; $\beta(z + dz) = \beta(z) + (d\beta/dz) dz$. Производные можно выразить через известные уже вероятности переходов между уровнями из-за рассеяния. При численных расчетах число уровней ограничено. Заранее вычисляются вероятности всех перекрестных переходов и составляются вспомогательные числовые массивы, после чего шаг за шагом легко проследить эволюцию функций α, β . В данной работе после вычисления населенностей [4] они аппроксимируются экспонентой $\rho(t) = \rho_0 + [\rho(0) - \rho_0] \exp(-kz)$.



Коэффициент затухания k представляет продольную релаксацию, а приведенные в таблице уширения уровней поперечную релаксацию k_{\perp} . Ширину уровня определяет вероятность ухода с уровня в единицу времени из-за рассеяния во все другие уровни. $k \langle k_{\perp} \rangle$, так как кроме вероятности ухода существует вероятность перехода на данный уровень со всех других уровней. Начальная дисперсия $\alpha_{nk_x}(0)$ одинакова для всех поперечных уровней и совпадает с распределением пучка в плоскости каналирования. Начальные населенности $\beta_{nk_x}(0)$ определяются гауссовым распределением пучка плоских волн в поперечной плоскости и разложением плоских волн по стационарным уровням (nk_x) .

Координаты атомов в ячейке кристалла α – кварца и среднеквадратичные амплитуды тепловых смещений взяты из экспериментальных работ.

Амплитуды тепловых смещений были пересчитаны в единую лабораторную систему координат и вместе с координатами атомов приведены в таблице [4].

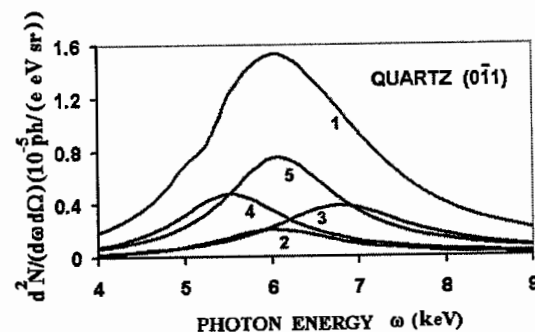
Таблица 1. Параметры атомов кристаллической ячейки α -кварца (SiO_2).

Номер и тип атома	X_B/a_o Y_B/a_o Z_B/c_o	$(0\bar{1}1)$	(100)	(001)	$(0\bar{1}1)$	(100)	(001)
		$d = 3.3432$ $X_a(\text{Å})$	$d = 4.255$ $X_a(\text{Å})$	$d = 1.802$ $X_a(\text{Å})$	$\rho_x^a(\text{Å}^\circ)$ $\rho_y^a(\text{Å}^\circ)$ $\rho_z^a(\text{Å}^\circ)$	$\rho_x^a(\text{Å}^\circ)$ $\rho_y^a(\text{Å}^\circ)$ $\rho_z^a(\text{Å}^\circ)$	$\rho_x^a(\text{Å}^\circ)$ $\rho_y^a(\text{Å}^\circ)$ $\rho_z^a(\text{Å}^\circ)$
Si_1	0.535	0.674	0.149	1.801	0.066	0.072	0.085
	0.535				0.074	0.085	0.072
	0.333				0.072	0.049	0.049
Si_2	0.465	0.000	-0.149	0.000	0.066	0.072	0.085
	0.				0.074	0.085	0.072
	0.				0.072	0.049	0.049
Si_3	0.	-0.674	-2.127	3.603	0.066	0.072	0.085
	0.465				0.074	0.085	0.072
	0.667				0.072	0.049	0.049
O_1	0.415	0.508	-0.362	0.649	0.127	0.116	0.103
	0.272				0.062	0.103	0.116
	0.120				0.102	0.080	0.080
O_2	0.857	0.440	1.519	2.450	0.093	0.083	0.103
	0.585				0.124	0.103	0.083
	0.453				0.080	0.114	0.114
O_3	0.728	-2.152	0.970	4.252	0.076	0.097	0.103
	0.143				0.108	0.103	0.097
	0.787				0.114	0.102	0.102
O_4	0.143	-0.508	-1.519	4.756	0.127	0.083	0.103
	0.728				0.062	0.103	0.083
	0.880				0.102	0.114	0.114
O_5	0.272	-0.440	-0.970	2.955	0.093	0.097	0.103
	0.415				0.124	0.103	0.097
	0.547				0.080	0.102	0.102
O_6	0.585	2.152	0.362	1.153	0.076	0.116	0.103
	0.857				0.108	0.103	0.116
	0.213				0.114	0.082	0.080

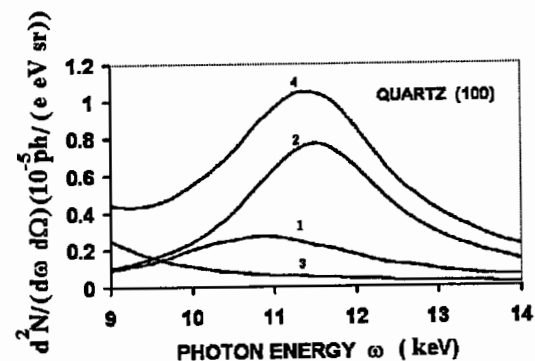
Координаты атомов в единицах параметров ячейки приведены в столбце 2. В столбцах 3-5 приведены межплоскостные расстояния и X-координаты атомов в

ангстремах в соответствующих ортогональных системах координат для различных плоскостей каналирования. Последние 3 столбца содержат среднеквадратичные амплитуды тепловых смещений атомов в разных направлениях для разных плоскостей каналирования.

Далее приводятся рассчитанные спектры каналированного излучения в прямом направлении в α -кварце толщиной 13 мкм для 20 МэВ электронного пучка с гауссовой угловой расходимостью 0.00055 рад [4].



Спектр для переходов между уровнями: (2 ← 3) (2) отмечено цифрой 2 и т.д.; (3 ← 4) (3); (4 ← 5) (4); (5 ← 6) (5) и суммарное излучение четырех переходов (отмечено цифрой 1).



Спектр для переходов между уровнями: (1 ← 2) (1) (на рис. отмечено цифрой 1); (2 ← 3) (2); (3 ← 4) (3) и суммарное излучение трех переходов (отмечено цифрой 4).

В третьей главе приводится вывод формул плоскостных потенциалов в присутствии поперечных и продольных ультразвуковых волн. Для поперечной

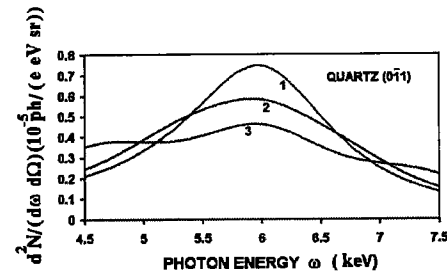
звуковой волны $\Delta x(z, t) = x_0 \cos(k_s z - \omega_s t) = x_0 \cos(\frac{\omega_s}{V_s} ct - \omega_s t) \approx x_0 \cos(\frac{c}{V_s} \omega_s t)$, где Δx – поперечное смещение, x_0 – амплитуда, $\omega_s = 2\pi\nu_s$ – циклическая частота, k_s – волновой вектор, V_s – скорость волны, плоскостной потенциал принимает вид $V_s(x, t) = V(x) - \frac{dV}{dx} x_0 \cos(\frac{c}{V_s} \omega_s t)$. Если невозмущенный потенциал аппроксимировать перевернутой параболой $V(x) = V_0 \frac{x}{d/2} (2 - \frac{x}{d/2})$, то для амплитуды и частоты управляющего поля получим $\varepsilon_0 = \frac{4V_0 x_0}{ed^2}$ $W = \frac{c}{V_s} \omega_s$. Условие резонанса заключается в совпадении частоты поля с частотой перехода рассматриваемой пары уровней. $\frac{c}{V_s} \omega_s = \frac{\Delta E_{\perp}}{\hbar}$ $\omega_s = \frac{V_s}{c} \frac{\Delta E_{\perp}}{\hbar}$ $\nu_s = \frac{\omega_s}{2\pi} = \frac{V_s}{c} \frac{\Delta E_{\perp}}{h}$.

В кварце скорость поперечных волн $3,5 \times 10^5$ (см/сек).

$$\nu_s \left(\frac{1}{сек} \right) = \frac{V_s}{c} \frac{\Delta E_{\perp}(\text{эрг})}{h(\text{эрг} \times \text{сек})} = \frac{3,5 \times 10^5}{3 \times 10^{10}} \frac{1,6 \times 10^{-12} \Delta E_{\perp}(\text{эв})}{6,6 \times 10^{-27}} = 0,282 \times 10^{10} \Delta E_{\perp}(\text{эв})$$

Для плоскости (100) в кварце разности поперечных энергий каналированного электрона для основных переходов $1 \leftarrow 2$, $2 \leftarrow 3$ равны 3.358, 3.574 (эв). Соответствующие резонансные частоты звуковой волны равны $0,947 \times 10^{10}$ и 10^{10} (гц).

Далее приводятся результаты расчетов каналированного излучения в прямом направлении при переходе между уровнями (5 ← 6) 20 МэВ электрона, каналированного в плоскостях (011) в 13 мкм кристалле α -кварца, деформированного поперечной ультразвуковой волной с относительными амплитудами (амплитуда, деленная на полуширину канала) 0, 0,025, 0,05 (кривые 1, 2, 3, соответственно) [4].



Далее обсуждаются полученные результаты и рассматриваются возможные варианты дальнейших исследований.

Выводы

Результаты расчетов [1, 2, 4] показывают, что внешнее управляющее поле приводит к перераспределению спектра по частотам, но суммарное излучение меняется мало. Как и в оптике, спектры расщепляются на три пика. С увеличением амплитуды поля боковые пики расходятся и увеличиваются по высоте. Центральный пик при относительно малых амплитудах тепловых смещений ($\rho = 0,04 \text{ \AA}$ для алмаза) растет с амплитудой поля и сужается, а для кварца, где ρ в два раза больше, центральный пик уменьшается по высоте и уширяется.

Интегрируя спектральное распределение по частоте [2], получаем результат, известный в оптике, $\int \frac{dE}{d\omega dt d\Omega} d\omega \sim n(t)$, т.е. интегральная (по частоте) плотность излучения по времени пропорциональна населенности верхнего уровня. В данной работе [1, 2] в конечных формулах произведено усреднение по начальной фазе управляющего поля (в момент влета электрона в кристалл). В частности, усредненная по фазе населенность верхнего уровня без учета рассеяния имеет вид $\bar{n}(t) = n_o + \frac{2R^2}{\Delta + 4R} (m_o - n_o)(1 - \cos \Omega t)$, где m_o, n_o – начальные населенности нижнего и верхнего уровня, $R = \varepsilon_0 D$, ε_0 – амплитуда управляющего поля, D – дипольный момент перехода, $\Delta = w - \omega_0$ расстройка резонанса. При приближении частоты управляющего поля w к точному резонансу ω_0 и возрастании амплитуды управляющего поля средняя заселенность по времени каждого из уровней стремится к $(m_o + n_o)/2$. Монохроматическое управляющее поле выравнивает населенности. Но то же

самое делает рассеяние. Вероятности рассеяния вверх и вниз одинаковы. Графики зависимости населенностей от пройденного пути [4] показывают, что практически населенности выравниваются через несколько *мкм*. Поскольку внешнее поле не вносит существенного изменения в населенность уровней, оно и не оказывает влияния на изменение излучения. Представляет интерес исследование возможностей увеличения населенности верхнего уровня, особенно в начальные моменты времени из-за экспоненциального затухания уровней. Достичь этого при случайном значении начальной фазы управляющего поля невозможно. При различных значениях начальной фазы населенность верхнего уровня может в начальные моменты возрастать или убывать. При случайной начальной фазе управляющего поля вклады в излучение в значительной степени уравнивают друг друга. Для достижения целенаправленного изменения населенностей необходимо синхронизовать начальную фазу управляющего поля с моментом влета электрона в кристалл. Эти вопросы представляют предмет дальнейших исследований.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- [1] В.Я. Яралов, Исследование излучения каналированного электрона в периодически деформированном кристалле методами нелинейной резонансной оптики, The Proceedings of Conference "Laser Physics - 2004", National Academy of Sciences of Armenia, Institute for Physical Research, Ashtarak, Armenia, October 12-15, 93.
- [2] R.O.Avakian, K.A.Ispirian and V.J.Yaralov, Investigation of the channeling radiation in periodically deformed crystals by non-linear optics methods, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B, 252, (2006), 20-25.
- [3] R.O.Avakian, K.A.Ispirian and V.J.Yaralov, Calculation of planar Channeling radiation produced by 20 MeV electrons in quartz, Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Advanced Radiation Sources and Applications, Nor-Hamberd, Yerevan, Armenia, August 29-September 2, 2004, 109.
- [4] R.O.Avakian, K.A.Ispirian and V.J.Yaralov, Radiation produced by 20 MeV electrons channeled in the crystallographic planes of quartz with and without periodic deformations, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B, 252, (2006), 26-31.

ԿԱՆԱԼԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՌԻՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԱՐՏԱՔԻՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

ԱՍՓՈՓԱԳԻՐ

Աշխատանքում դիտարկված է 5-100 ՄԷՎ էներգիայով կանալավորված էլեկտրոնների ճառագայթումը արտաքին դաշտում՝ օգտագործելով կիսադասական «քվանտային էլեկտրոն + դասական արտաքին դաշտ» մոդելը: Որոշակի ձևով ձևափոխված ոչ-գծային ռեզոնանսային օպտիկայի մեթոդները կիրառված են կանալավորված էլեկտրոնների համար: Առաջին անգամ ստացված են բանաձևեր կանալավորված էլեկտրոնների սպեկտրալ – հաճախային բաշխվածության համար, հաշվի առնելով էլեկտրոնների ցրումը բյուրեղում և մոնոխրոմատիկ ռեզոնանսային կառավարող դաշտի առկայությունը առանց պարզեցնող ենթադրությունների. շատ փոքր ժամանակամիջոցների մասին, որոնց դեպքում կարելի է անտեսել ռելաքսացիան և շատ մեծ ժամանակամիջոցների մասին, երբ էլեկտրոնները գտնվում են արդեն հավասարակշիռ վիճակում: Կվարցում կանալավորման փորձերի արդյունքների հետ համեմատման համար մանրամասնորեն դիտարկված են կվարցի α -բյուրեղի կառուցվածքի բարդությունները, այսինքն, այն, որ ստոմները գտնվում են ոչ միայն կանալի կենտրոնում և սահմաններին, այլ նաև ներսում : Առաջին անգամ 20 ՄԷՎ էներգիայով էլեկտրոնների համար հաշվարկված են հարթությունների պոտենցիալները, զոնային էներգետիկ մակարդակները, ցրման պատճառով մակարդակների միջև անցումների հավանականությունները և մակարդակների լայնացումը: Հաշվի է առնված նաև այն, որ α -կվարցի ստոմների ջերմային տեղաշարժերի ամպլիտուդները նույնը չեն տարբեր ուղղությունների և էլեմենտար բջջի տարբեր ստոմների համար: Առաջին անգամ հաշվարկված է կանալավորված էլեկտրոնների ճառագայթման սպեկտրալ բաշխվածությունը α -կվարցի բյուրեղում նաև ուղղահայաց ձայնային ալիքով դեֆորմացված բյուրեղում: