

## ВВЕДЕНИЕ.

К широкому классу ориентационных эффектов, возникающих при прохождении заряженных частиц (ионов) через кристаллы, относится эффект каналирования, который имеет место при достаточно малых углах падения частиц относительно кристаллографических осей или плоскостей [1,2]. Движение заряженных частиц в открытых каналах кристалла сопровождается подавлением процессов, требующих близкого сближения частиц с атомами цепочек или плоскостей. Диапазон энергий, в котором наблюдается эффект каналирования, простирается от единиц электронвольт [3] до предельно допустимых энергий современных ускорителей [4]. В релятивистской области энергий происходит генерация интенсивного, жесткого электромагнитного излучения, обладающего высокой степенью поляризации [5,6]. Большое научное значение имеют работы по определению времени жизни возбужденных состояний ядер с помощью эффекта теней [7,8]. Новое перспективное направление открывают работы по повороту пучков высокоэнергетических частиц с помощью изогнутых кристаллов [9,10]. Эффект каналирования находит самое широкое применение в физике твердого тела, поскольку позволяет исследовать динамику различного рода воздействий (механические, тепловые, потоки ионизирующего излучения и т.д.) на совершенство кристаллической структуры.

Процесс упругого малуглового рассеяния заряженных частиц на атомных плоскостях или цепочках достаточно хорошо описывается в рамках поперечного одно-, либо двумерного движения в непрерывном потенциале [1]. По отношению к максимальному значению непрерывного потенциала, могут быть выделены подбарьерные и надбарьер-

свободные каналированные частицы, которые различаются значением поперечной энергии. Поперечное движение подбарьерных каналированных ионов является финитным, поскольку процессом туннелирования в соседние кристаллографические каналы можно пренебречь [2]. Поперечное движение надбарьерных частиц является свободным, однако в приповерхностной области кристалла наблюдается интерференция квантовых состояний в периодическом потенциале системы кристаллографических плоскостей [11]. Основным фактором, определяющим эволюцию потока каналированных частиц, является многократное рассеяние на электронах, тепловых колеблющихся атомах кристалла и т.д., которое приводит к состоянию статистического равновесия на поперечной энергетической поверхности [1]. Распределение по поперечной энергии предполагается равномерным в пределах эквивалентного слоя в фазовом пространстве. Соответствующая этому процессу глубина проникновения каналированных частиц называется длиной наступления статистического равновесия. Процесс наступления статистического равновесия подбарьерных каналированных частиц описывается классическим кинетическим уравнением движения типа Фоккера-Планка [12-18]. Альтернативный подход основан на применении формализма матрицы плотности, с помощью которой рассматриваются подбарьерные и надбарьерные состояния каналированных частиц в периодическом потенциале [11, 19-20]. Влияние многократного рассеяния на затухание недиагональных элементов матрицы плотности анализируется качественно [21-23], в рамках перехода к основному кинетическому уравнению, описывающему движение в неупорядоченной среде. Эволюция потока подбарьерных каналированных частиц в условиях статистического равновесия опи-

сводится с помощью уравнений диффузионного типа [24-27], которые различаются между собой как по исходным посылам вывода, так и по характеру решений. Для надбарьерных частиц учитывается многократное рассеяние на непрерывных цепочках и плоскостях, когда элементарным процессом рассеяния является рассеяние на отдельной цепочке атомов, а не рассеяние на отдельных атомах, как это имеет место, например, в аморфной среде. Поперечное движение надбарьерных канализованных частиц может быть описано с помощью кинетического уравнения движения Больцмана [25,28,29]. Уравнение Больцмана описывает переход системы к состоянию статистического равновесия, если корреляции между соударениями частицы с различными цепочками атомов кристалла отсутствуют. Эффект канализования в данном способе описания можно представить в виде случайного одно-, либо двумерного рассеяния частиц хаотически расположенных непрерывных цепочек или плоскостей. Наличие открытых кристаллографических каналов и воздействие непрерывного потенциала, управляющего движением частиц, учитывается через сечение рассеяния на непрерывных цепочках или плоскостях. Существует, также, целый ряд других моделей [30-36], достаточно хорошо описывающих отдельные черты эффекта. Исключение составляет применение метода машинного моделирования траекторий канализованных частиц [37-40], реализация которого, подчас эквивалентна постановке физического эксперимента.

К началу наших исследований не было работ, в которых бы рассматривалось динамическое решение квантовомеханической задачи о влиянии многократного рассеяния на движение канализованных частиц в приповерхностной области кристалла. Качествен-

ный анализ этой задачи дает следующую картину. Многократное рассеяние приводит к увеличению поперечной кинетической энергии на величину порядка расстояния между квантовыми уровнями поперечной энергии, когда каналированная частица совершает одно колебание в плоскостном канале. Таким образом, адекватное описание поперечного движения в приповерхностной области кристалла должно содержать черты необратимого поведения квантово-механической системы.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию влияния многократного рассеяния на движение каналированных частиц на всем интервале глубин проникновения. В задачи теоретического исследования входило изучение влияния многократного рассеяния на процесс релаксации квантового поперечного движения каналированных частиц. В задачи экспериментального исследования входило измерение энергетических спектров обратнорассеянных монов галлия в монокристаллах арсенида галлия с целью извлечения информации о концентрации рассеивающих центров — дефектах кристаллической решетки.

В первой главе рассмотрено влияние многократного рассеяния на движение каналированных частиц в области малых глубин проникновения. Область малых глубин проникновения простирается до глубины наступления статистического квазиравновесия потока каналированных частиц, которая в ряде случаев начинается сразу за поверхностью кристалла. Поперечное движение каналированных частиц в этой области является квантовым, и подвергается сильному влиянию неупругого поперечного рассеяния. Таким образом, движение каналированных частиц может быть описано нестационарным уравнением Шредингера с непрерывным потенциалом осевого

или плоскостного канала и  $\delta$  - коррелированной внешней силой, с помощью которой учитывается процесс многократного рассеяния. Частным случаем, который допускает точное решение, является задача о броуновском движении квантового осциллятора, позволяющая описать поперечное движение подбарьерных канализованных ионов в плоскостных каналах кристалла.

Рассмотрен процесс релаксации квантового осциллятора к состоянию статистического (теплого) квазиравновесия, которое описывается классическим каноническим распределением Гиббса с постоянно возрастающей эффективной температурой. Установлена связь между временем релаксации квантового осциллятора к квазиравновесному состоянию и числом его заселенных квантовых состояний. Процесс поглощения тепловой энергии осциллятора квантами приводит к заселению высоколежащих состояний. Обнаружено, что состояние статистической независимости наступает в процессе заселения пяти-шести квантовых состояний. Показано, что этот процесс позволяет объяснить плоскостные осцилляции выхода деканализованных ионов водорода и гелия [41-43]. Максимальное число осцилляций выхода и расстояние между ними достаточно хорошо описываются результатами расчета. Обнаруженное в ряде работ [41-42], превышение потерь энергии канализованных ионов можно объяснить увеличением числа смещенных атомов кристалла (радиационные нарушения и т.п.), которые приводят к сокращению максимального расстояния между последовательными осцилляциями выхода. Пропорциональность потерь энергии частоте колебаний ионов в плоскостных каналах кристалла [44-45] также объясняется квантовым механизмом заселения высоколежащих состояний. Исследована ориентационная зависимость потерь

энергии каналированных ионов в приповерхностной области кристалла. Показано, что потери энергии каналированных ионов в плоскостных каналах не зависят от угла наклона кристалла в случае эквидистантного спектра собственных значений поперечной энергии. Рассмотрена, также, вероятность захвата частиц в режиме каналирования, которая вычислена в рамках квантовомеханической задачи о прохождении частиц через фильтр, ограничивающий максимальное значение поперечного импульса.

Вторая глава посвящена исследованию влияния многократного рассеяния на движение каналированных частиц в области больших глубин проникновения. Состояние статистического (теплового) квазиравновесия потока каналированных частиц описывается классическим каноническим распределением Гиббса с эффективной температурой пропорциональной среднему квадрату угла многократного рассеяния. Развита теория включает в себя два предельных случая описания эффекта: а) статистическую теорию каналирования Линдсарда [1], когда исключается влияние многократного рассеяния на движение каналированных частиц; б) одну из моделей каналирования [27], построенную на основе решения диффузионного уравнения, когда исключается влияние непрерывного потенциала. Обнаружено, что состояние статистического (теплового) квазиравновесия подтверждается результатами машинного моделирования траекторий каналированных частиц [46]. Рассмотрено квазиравновесное распределение каналированных частиц по поперечной энергии для плоскостного и осевого случая. Среднее значение поперечной энергии каналированных частиц возрастает пропорционально среднему квадрату угла многократного рассеяния для осевого, и равно нулю для плоскостного случая. Статисти-

ческий (тепловой) характер движения канализированных частиц позволяет определить универсальную функцию деканализирования заряженных частиц в кристаллах. Нормированные выходы деканализированных частиц лежат на универсальной кривой при переходе к безразмерному масштабу глубин проникновения, который пропорционален отношению среднего квадрата угла многократного рассеяния к квадрату критического угла канализования. Функция деканализирования построена в приближении параболического потенциала осевого и плоскостного канала. Положение максимума интенсивности квазиравновесного углового распределения не зависит от угла наклона кристалла, что является следствием статистической независимости потока канализированных частиц. Рассмотрены методические особенности задачи восстановления профиля концентрации дефектов в области больших глубин проникновения канализированных ионов. Прямое рассеяние канализированных ионов на смещенных атомах кристалла позволяет определить их местоположение. Исследование ориентационной зависимости выхода деканализированных ионов в данном случае не применимо, так как условие статистической независимости исключает влияние угла наклона кристалла на перераспределение потока канализированных частиц. Для определения местоположения дефектов необходимо выполнить измерения энергетических спектров деканализированных ионов не менее чем в двух кристаллографических направлениях.

Третья глава посвящена экспериментальному изучению влияния многократного рассеяния на движение канализированных частиц. Измерения были выполнены на электростатическом генераторе ЭСТ-2,5 НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте. Исследован эффект деканализирования ионов гелия с энергией

1,8 МэВ в монокристалле арсенида галлия с ориентацией  $\langle 100 \rangle$ . Энергетическое разрешение спектрометрического тракта  $\sim 30$  кэВ не позволило исследовать эффект каналирования в области малых глубин проникновения, где наблюдаются пространственные осцилляции потока каналированных частиц. Обнаружено, что средний квадрат угла многократного рассеяния ионов гелия в  $\langle 100 \rangle$  осевом направлении арсенида галлия возрастает прямо пропорционально глубине проникновения каналированных частиц. Многократное рассеяние ионов гелия происходит как на электронах, так и на тепловых колеблющихся атомах. Исследованы образцы арсенида галлия, облученные при комнатной температуре ионами серы с энергией 100 кэВ до дозы  $1 \cdot 10^{15}$  атом/см<sup>2</sup>, и подвергнутые термическому отжигу под пленкой SiO<sub>2</sub>. Облучение арсенида галлия ионами серы приводит к появлению пика нарушений в осевом спектре. Пик радиационных нарушений в осевом спектре достигает значений хаотического спектра в слое толщиной  $\sim 0,1$  мкм, образуя полностью разупорядоченную область. Обнаружено увеличение дефектности кристалла за счет радиационных нарушений, которое в настоящее время интенсивно исследуется косвенными методами [47-56]. Термический отжиг арсенида галлия приводит к уменьшению концентрации дефектов в пике радиационных нарушений, максимум распределения которого смещается к поверхности кристалла. Наблюдаемое уменьшение концентрации дефектов можно объяснить процессом эпитаксиальной рекристаллизации. Полный отжиг дефектов в разупорядоченном слое достигается при температуре  $\sim 700^\circ\text{C}$ . Граница раздела полностью разупорядоченного слоя является началом "хвоста" радиационных дефектов в объеме кристалла, профиль концентрации которых не зависит от температуры отжига. Известно [57], что воз-



новым типом дефекта в этом случае является дислокация. Резкое увеличение выхода деканализированных ионов, рассеянных кристаллом арсенида галлия (Тотж. =  $700^{\circ}\text{C}$ ) на границе раздела, подтверждает это предположение, так как наличие "ступеньки" в осевом спектре является необходимым условием известного метода наблюдения дислокаций [58-61].

Исследования проводились в лаборатории 21 НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте по координационному плану АН СССР на 1976-80 годы (направления 1.2 "Ядерная физика") по темам "Разработка методов интегрального и дифференциального определения микропримесей в поверхностных слоях материалов" и "Разработка ядерно-физических методов определения состава вещества", выполняемые по Постановлению СМ РСФСР № 611 от 12.II.76 г., № 625 от 15.II.77 г., № 560 от 04.II.78 г., № 580 от 30.II.79 г., рег. № 76030579.

Автор защищает:

- метод исследования влияния многократного рассеяния на движение канализированных частиц, развитый на основе точно решенной нестационарной задачи о броуновском движении квантового осциллятора;
- решение квантовомеханической задачи о вероятности захвата частиц в режим канализирования;
- статистическую (тепловую) теорию канализирования заряженных частиц в кристаллах;
- результаты измерений и обработки нормированных выходов деканализированных ионов галлия с энергией 1,8 МэВ в монокристалле арсенида галлия, облученного ионами серы с последующим термическим отжигом.

## Г Л А В А I

### ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ГЛУБИН ПРОНИКНОВЕНИЯ

#### I.1.1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ЭФФЕКТА КАНАЛИРОВАНИЯ. НЕПРЕРЫВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ.

Рассеяние быстрых заряженных частиц на регулярно распо-  
ложенных атомах кристаллической решетки носит коллективный  
характер, когда направление движения совпадает с выделенными  
экранированными (т.е. низкоиндексными) осевыми или плос-  
костными кристаллографическими направлениями. В основе спосо-  
ба описания этого типа движения лежит представление о непре-  
рывном потенциале атомной цепочки или плоскости, с помощью  
которого описывается процесс поперечного упругого рассеяния  
каналированных частиц.

Рассмотрим непрерывный потенциал изолированной атомной  
плоскости [1]

$$V_{ps}(y) = n \int d\vec{\rho} V(R = \sqrt{\rho^2 + y^2}), \quad (I.1)$$

где  $n = N/d_p$  - плотность атомов в плоскости;  $d_p$  - ме-  
жплоскостное расстояние;  $V(R)$  - потенциал взаимодействия ка-  
налированной частицы с отдельным атомом кристалла. Потенциал  
взаимодействия заряженной частицы с атомом запишем в виде  
произведения кулоновского потенциала ядра на функцию экрани-  
рования, которая учитывает влияние атомных электронов

$$V(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \varphi\left(\frac{R}{a}\right), \quad (I.2)$$

где  $e Z_1$ ,  $e Z_2$  - заряд налетающей частицы и атома кристалла;  $a = 0,8853 a_0 / Z_2^{1/3}$  - радиус экранирования Томаса Ферми;  $a_0 = 0,0529$  нм - радиус Бора. Запишем выражение для непрерывного потенциала атомной плоскости, не уточняя вида функции экранирования

$$V_{ps}(y) = 2\pi n Z_1 Z_2 e^2 a \varphi_{ps}(y/a) = \\ = E \vartheta_a^2 \varphi_{ps}(y/a),$$

(1.3)

где  $\vartheta_a$  - характеристический плоскостной угол канализированной частицы с энергией  $E$ .

$$\vartheta_a = \left( 2\pi n Z_1 Z_2 e^2 a / E \right)^{1/2}$$

$$\varphi_{ps} = \int_0^\infty \varphi \left( \sqrt{y^2 + (y/a)^2} \right) dy.$$

Характеристический угол плоскостного канализирования позволяет оценить область углов разориентации, в пределах которой налетающие частицы могут быть захвачены в плоскостной канал. Характеристический угол канализирования сильно зависит от температуры  $T$ , поскольку тепловые колебания атомов кристалла уменьшают максимальное значение непрерывного потенциала атомной плоскости

$$\vartheta_a(T) = \left( V_{ps} / E \right)^{1/2}$$

где  $V_{ps} = \langle V_{ps}(y) \rangle$  - максимальное значение непрерывного потенциала плоскости, усредненного по тепловым колебаниям атомов кристалла.

Полгая, что тепловые колебания атомов кристалла незави-

смы, запишем выражение для плотности вероятности обнаружения атома на расстоянии  $y$  от плоскости

$$P(y) = (2\pi U_1^2)^{-1/2} \exp(-y^2 / 2 U_1^2), \quad (1.4)$$

где  $U_1^2$  - среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атома, которая вычисляется в рамках теории Дебая

$$U_1^2 = \frac{3\hbar^2}{M_2 k T_D} \left[ \left( \frac{T}{T_D} \right)^2 \int_0^{(T_D/T)} \frac{x dx}{e^x - 1} + \frac{1}{4} \right], \quad (1.5)$$

где  $M_2$  - масса атома;  $T_D$  - температура Дебая. Усредненное по тепловым колебаниям атомов кристалла максимальное значение непрерывного потенциала атомной плоскости в приближении Мольера имеет вид [2]

$$V_{Ps} = E \varphi_a^2 \sum_{i=1}^3 \frac{d_i}{\beta_i} \exp\left(\frac{\beta_i^2 U_1^2}{2a^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\beta_i U_1}{\sqrt{2} a}\right), \quad (1.6)$$

где  $\operatorname{erfc}(x) = \left(2/\sqrt{\pi}\right) \int_x^\infty e^{-t^2} dt$  - дополнительный интеграл вероятностей [62];  $d_i = \{0.1, 0.55, 0.35\}$ ;  $\beta_i = \{6.0, 1.2, 0.3\}$ .

Симметрическое расположение кристаллографических плоскостей допускает параболическую аппроксимацию потенциала плоскостного канала, управляющего движением частиц

$$U_{Ps}(x) = V_{Ps} (2x/d_p)^2, \quad (1.7)$$

где координата  $x$  отсчитывается от центра плоскостного канала.

Как будет показано ниже, параболическая аппроксимация непрерывного потенциала приводит к непротиворечивой интерпретации многочисленных экспериментальных результатов эффекта каналирования положительно заряженных частиц в плоскостных каналах кристалла.

Непрерывный потенциал изолированной атомной цепочки, на котором происходит упругое рассеяние заряженных частиц при осевом каналировании, запишем в виде

$$V_{RS}(r) = d^{-1} \int dz V(R = \sqrt{z^2 + r^2}) =$$

$$= V_s \varphi_{RS}(r/a), \quad (1.8)$$

где  $V_s = 2Z_1 Z_2 e^2 / d$  — максимальное значение непрерывного потенциала атомной цепочки;  $d$  — расстояние между атомами в цепочке.

Рассмотрим усредненные по тепловым колебаниям максимальные значения потенциала изолированной атомной цепочки  $V_{RS}$ :

(а) Аппроксимация атомного потенциала в приближении Ландау — да [1].

Максимальное значение  $V_{RS}^h$  вычислено в работе [63]

$$V_{RS}^h = \frac{V_s}{2} \left[ f + \ln \omega + e^\omega E_1(\omega) \right], \quad (1.9)$$

где  $\omega = 3a^2 / 2u^2$ ;  $f \approx 0,577$  постоянная Эйлера;

$E_1(\omega) = \int_\omega^\infty t^{-1} e^{-t} dt$  — интегральная показательная функция [62].

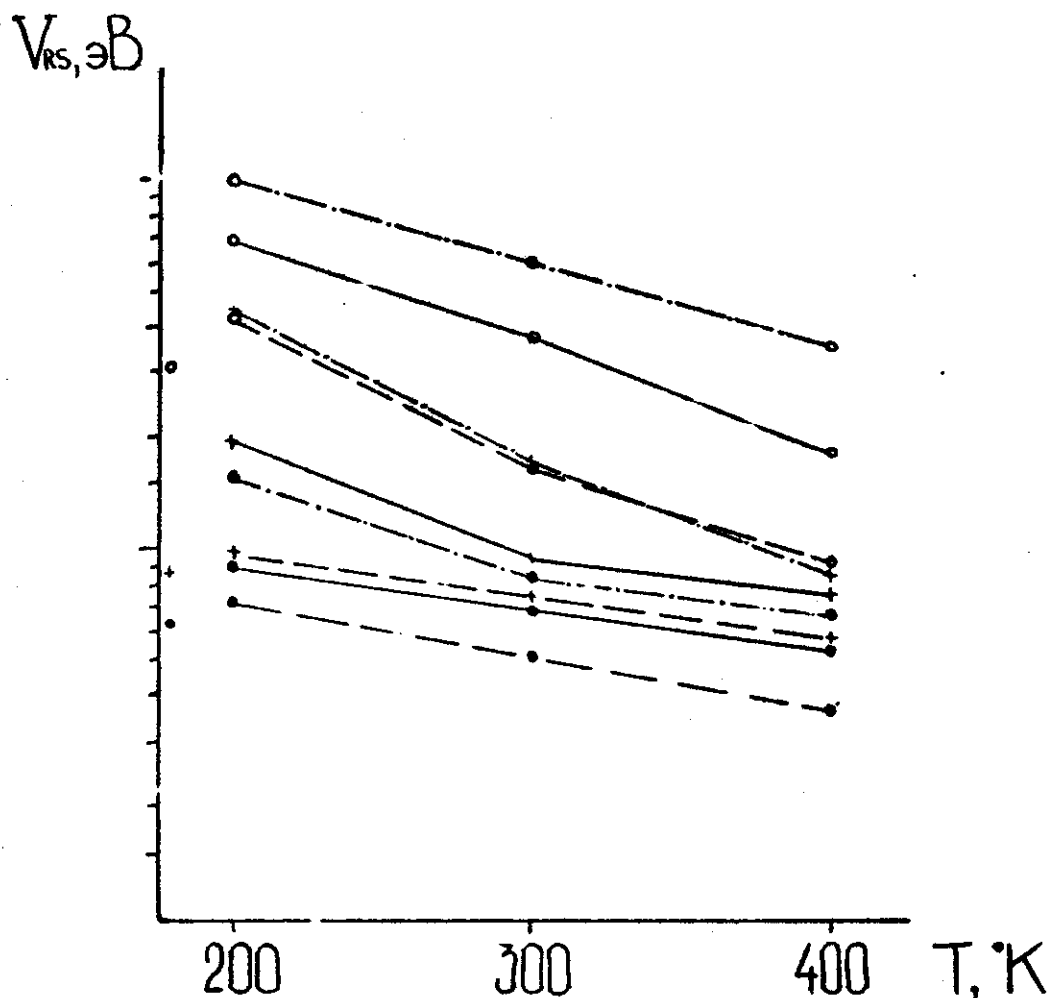


Рис. 1. Максимальные значения непрерывного потенциала в аппроксимации Мольер ————— ; Линдхарда -.-.-.-.- ; Doyle-Turner - - - - - для трех главных кристаллографических направлений  $\langle 110 \rangle$  - 0;  $\langle 111 \rangle$  - +;  $\langle 100 \rangle$  - · монокристалла германия при различной температуре.

(б) Аппроксимация атомного потенциала в приближении Кольтер [2]. Максимальное значение  $V_{Rs}^M$  вычислено в работах [37, 64-65]

$$V_{Rs}^M = \frac{V_s}{2} \sum_{i=1}^3 d_i e^{\alpha_i} E_1(\alpha_i),$$

(I.I0)

где  $\alpha_i = U_i^2 \beta_i^2 / 2 a^2$ .

(в) Аппроксимация атомного потенциала в приближении Doyle-Turner [66]. Максимальное значение  $V_{Rs}^{D-T}$  вычислено в работе [67]

$$V_{Rs}^{D-T} = \left( \frac{2e^2 a_0}{d} \right) \sum_{i=1}^4 \frac{a_i}{B_i^2 + 2 U_i^2},$$

(I.II)

где  $B_i = \beta_i / 4 \pi^2$ .

Значения параметров  $a_i$  и  $\beta_i$  для большого числа элементов и соединений опубликованы в [66]. В таблице I приведены значения параметров  $a_i$  и  $\beta_i$  для кремния и германия.

Таблица I.

Значения параметров  $a_i$  и  $\beta_i$  потенциала Doyle-Turner

Кремний		Германий	
$a_i (\text{\AA})$	$\beta_i (\text{\AA})$	$a_i (\text{\AA})$	$\beta_i (\text{\AA})$
2.1293	57.7748	2.4467	55.893
5.5333	16.4756	2.7015	14.393
0.8349	2.8796	1.6157	2.4461
0.3216	0.3860	0.6009	0.3415

На рис. I представлены максимальные значения потенциалов (I.9) - (I.II), вычисленные для трех главных кристаллографий -

ческих осей монокристалла германия при различной температуре. На всем интервале рассмотренных температур и кристаллографии - химических направлений значения потенциала  $V_{RS}^L$  лежат ниже, а  $V_{RS}^{D-T}$  - ниже значений потенциала  $V_{RS}^M$ . Как будет показано ниже, эта разница дает прямой вклад в ошибку определения профиля концентрации дефектов в кристалле.

### 1.1.2. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ЭФФЕКТА КАНАЛИРОВАНИЯ. МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ.

Эволюция потока каналированных частиц определяется процессом многократного рассеяния (поперечное неупругое рассеяние) на электронах, тепловых колебаниях атомов кристалла и т.д.. Влияние многократного рассеяния на движение каналированных частиц можно описать с помощью  $\delta$  - коррелированной внешней силы. Введение этой силы в уравнение движения приводит к появлению ансамбля реализаций случайного процесса (в данном случае, ансамбль реализаций траекторий каналированных частиц). Корреляционная функция случайных сил имеет вид

$$\langle F(t) F(t') \rangle = 2D \delta(t-t'), \quad (1.12)$$

где  $D$  - коэффициент диффузии в пространстве скоростей, который определяет средний квадрат угла многократного рассеяния каналированных частиц

$$\overline{\Theta^2} = 4 \frac{M}{E} D t \quad (1.13)$$

Выражение (1.13) определяет средний квадрат угла многократного рассеяния каналированных частиц на равномерно распределенных по сечению канала рассеивающих центрах. Анизотропное



распределение рассеивающих центров может привести к весьма сложной функциональной зависимости корреляционной функции от поперечной координаты. Известно [68], что решение соответствующей динамической задачи наталкивается на значительные трудности.

Следует отметить, что продольное и поперечное движение связано между собой, когда рассматривается процесс многократного рассеяния каналированных частиц на анизотропно расположенных рассеивающих центрах - электронах кристалла. В этом случае нарушается условие взаимно однозначного соответствия время - глубина проникновения, которое необходимо при описании эффекта в рамках поперечного движения.

#### 1.2.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ДВИЖЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ НЕРАСШИВАЮЩИХСЯ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ.

Движение каналированных частиц в области малых глубин проникновения может быть исследовано с помощью нерасшивляющихся, осциллирующих волновых пакетов, образованных полной системой собственных функций квантового осциллятора [69]. Модель квантового осциллятора, движущегося с большой скоростью в удаленном кристаллографическом направлении, широко используется в теоретических работах, посвященных исследованию эффекта каналирования заряженных частиц в кристаллах ([6] и цит. там лит.). Условием применимости этой модели является симметричное расположение цепочек и плоскостей относительно центра канала, которое обуславливает возможность гармонического приближения в выборе потенциала.

Рассмотрим эффект плоскостного каналирования положительно

тельно заряженных частиц. Гармонический потенциал плоскостного канала выберем в виде (1.7)

$$U_{ps}(x) = V_{ps} (2x/d_p)^2$$

Движению канализованных частиц в направлении атомных плоскостей описывается нестационарным уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2M_1} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \omega^2 M_1 \frac{x^2}{2} \psi, \quad (2.1)$$

где частота колебаний  $\omega$  канализованной частицы массы  $M_1$  связана с параметрами плоскостного потенциала (2.1) следующим образом

$$\omega^2 M_1 = 8 V_{ps} / d_p^2 \quad (2.2)$$

Собственные функции  $\psi_n(x)$  уравнения Шредингера (2.1) образуют полную ортонормированную систему и позволяют построить нестационарную функцию Грина [70]

$$G_0(x_2, t_2; x_1, t_1) = \sqrt{\frac{M \omega}{2\pi i \hbar \sin \tau}} \exp \left\{ i \frac{M \omega}{2 \hbar \sin \tau} \left[ (x_1^2 + x_2^2) \cos \tau - 2 x_1 x_2 \right] \right\} \quad (2.3)$$

Временная переменная  $\tau = \omega t$  связана с глубиной проникновения  $l$  соотношением

$$\tau = 2\pi l / \lambda,$$

где  $\lambda = \pi d_p / \varphi_a$  — период пространственных осцилляций канализованных частиц [2].

Начальное состояние,  $x$  — компоненты волновой функции

падающих на монокристаллы частиц, зададим волновой пакетом, минимизирующим соотношение неопределенностей Гейзенберга

$$\Psi(P_{\perp}) = [2\pi(\delta P_{\perp})^2]^{-1/4} \exp \left[ - (P_{\perp} - P_{0\perp})^2 / 4 (\delta P_{\perp})^2 \right], \quad (2.4)$$

где  $P_{0\perp} \approx P_0 \vartheta$ ;  $P_0$  - импульс налетающих на монокристаллы частиц;  $\vartheta$  - угол разориентации, т.е. угол между направлением падения пучка частиц и выделенным кристаллографическим направлением;  $(\delta P_{\perp} / P_0) = \Delta$  - расходимость налетающего пучка частиц.

Действуя на начальное состояние (2.4) функцией Грина (2.3), построим волновую функцию канализованных частиц в момент времени  $t$

$$\Psi(x, t) = \int dx_1 G_0(x, t; x_1) \Psi(x_1),$$

где  $\Psi(x)$  - волновой пакет (I, II) в координатном представлении. Квадрат модуля волновой функции  $\Psi(x, t)$  является плотностью вероятности обнаружения канализованных частиц по сечению канала на глубине проникновения  $l$ .

$$|\Psi(x, \tau)|^2 = (2\pi\sigma_x^2)^{-1/2} \exp \left[ - (x - \bar{x})^2 / 2\sigma_x^2 \right]; \quad (2.5)$$

$$\bar{x} = (\vartheta d_p / 2 \vartheta_a) \sin \tau;$$

$$2\sigma_x^2 = (\vartheta_a d_p / 4 \pi \Delta)^2 \cos^2 \tau + (\Delta d_p / \vartheta_a)^2 \sin^2 \tau,$$

где  $\bar{n} = V_{ps} / \omega \hbar$  - среднее число уровней; поперечной энергии канализованных частиц в непрерывном плоскостном потенци-

или высоты  $V_{Ps}$ .

Центр тяжести волнового пакета (2.5) движется по классической траектории. Дисперсия  $2\sigma_x^2$  определяет пространственные размеры, в пределах которых сосредоточена основная плотность канализованных частиц. Плотность вероятности обнаружения (2.5) отражает главную особенность эффекта полумасштабно заряженных частиц на малых глубинах, а именно: перераспределение потока канализованных частиц по сечению канала с увеличением глубины проникновения  $l$ .

Вычисляя плотность вероятности обнаружения канализованных частиц по поперечной составляющей импульса

$$|\Psi(P_\perp, \tau)|^2 = (2\pi\sigma_p^2)^{-1/2} \exp[-(P_\perp - \bar{P}_\perp)^2 / 2\sigma_p^2];$$

$$\bar{P}_\perp = P_0 \vartheta \cos \tau;$$

$$2\sigma_p^2 = 2M V_{Ps} \left[ (2\Delta / \vartheta_0)^2 \cos^2 \tau + (\vartheta_0 / 2\Delta \bar{n})^2 \sin^2 \tau \right]$$

Плотность вероятности обнаружения существенно образом зависит от расходимости пучка. Эта зависимость является следствием соотношения неопределенностей Гейзенберга, не позволяющего одновременно локализовать волновой пакет в координатном и импульсном представлении. При расходимости пучка

$$\Delta^2 = \vartheta_0^2 / 2\bar{n}$$

высшем не изменяющемся с глубиной проникновения  $l$  дисперсии  $2\sigma_x^2 = d_p^2 / 2\bar{n}$  и  $2\sigma_p^2 = P_0^2 \Delta^2$ . Для тяжелых положительно заряженных частиц  $\bar{n} \approx 50$ . Расходимость пучка  $\Delta < 0.1 \vartheta_0$

соответствует обычным условиям эксперимента [25]. В этом случае каналированные частицы локализованы в малой по сравнению с размерами канала  $\sqrt{2} \sigma_x^2 < 0.1 d_p$  окрестности классической траектории. Эта оценка позволяет представить возможность эффекта каналирования по локализации пучков быстрых частиц, которые широко используются для определения местонахождения примесных атомов в решетках кристаллов.

### 1.2.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ ЗАХВАТА ЧАСТИЦ В РЕЖИМЕ КАНАЛИРОВАНИЯ.

Рассмотрим вероятность захвата налетающих частиц в режиме каналирования [71-72]. Подсистему каналированных частиц определим ограничением на поперечную составляющую энергии  $E_{\perp} \leq V_{ps}$ . Это условие позволяет выделить конечный фазовый объем, в пределах которого происходит движение каналированных частиц. Аппроксимированное к поверхности кристалла отношение числа частиц, движущихся в пределах конечного фазового объема, к полному числу частиц позволяет определить вероятность захвата частиц в режиме каналирования.

Функция Грина, описывающая движение частиц в гармоническом потенциале, может быть построена с помощью волновых функций, записанных в представлении когерентных состояний [73]

$$G(x_2, t_2; x_1, t_1) = \pi^{-1} \int d^2 \alpha \psi_{\alpha}(x_2, t_2) \psi_{\alpha}^*(x_1, t_1), \quad (2.6)$$

где  $\psi_{\alpha}(x_1, t_1)$  и  $\psi_{\alpha}(x_2, t_2)$  — когерентные состояния системы, взятые, соответственно, в начальный и конечный моменты времени; величина  $d^2 \alpha$  связана с элементом фазового объема системы. Фактически мы имеем выражения для функции

Грина, представленное через интеграл по фазовому пространству начальных средних координат системы [73]. Разложим когерентное состояние  $\psi_\alpha(x, t)$  в ряд по степеням  $\alpha$

$$\psi_\alpha(x, t) = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \psi_n(x, t), \quad (2.7)$$

где  $\alpha$  - произвольное комплексное число;  $\psi_n(x, t)$  - собственные функции нестационарного уравнения Шредингера с гармоническим потенциалом и заданной зависимостью от времени.

Разделим фазовый объем начальных средних координат системы, по которому проводится интегрирование в (2.6) поверхностью постоянной энергии  $V_{ps}$ , и выполним интегрирование по  $d^2\alpha$  в пределах конечного фазового объема  $\Omega$

$$G_\Omega(x_2, t_2; x_1, t_1) = \pi^{-1} \int_{\Omega} d^2\alpha \psi_\alpha(x_2, t_2) \psi_\alpha^*(x_1, t_1) \quad (2.8)$$

Условие полноты системы собственных функций  $\psi_n(x, t)$  позволяет представить формулу (2.8) в следующем виде

$$G_\Omega(x_2, t_2; x_1, t_1) = \int_{-\infty}^{\infty} dy G(x_2, t_2; y, t_1) \Phi(y, x_1), \quad (2.9)$$

$$\Phi(y, x_1) = \pi^{-1} \int_{\Omega} d^2\alpha \psi_\alpha(y) \psi_\alpha^*(x_1) \quad (2.10)$$

Как следует из (2.9), функция  $\Phi(y, x_1)$  играет роль фильтра, преобразующего начальное состояние, прежде чем на него подейст-

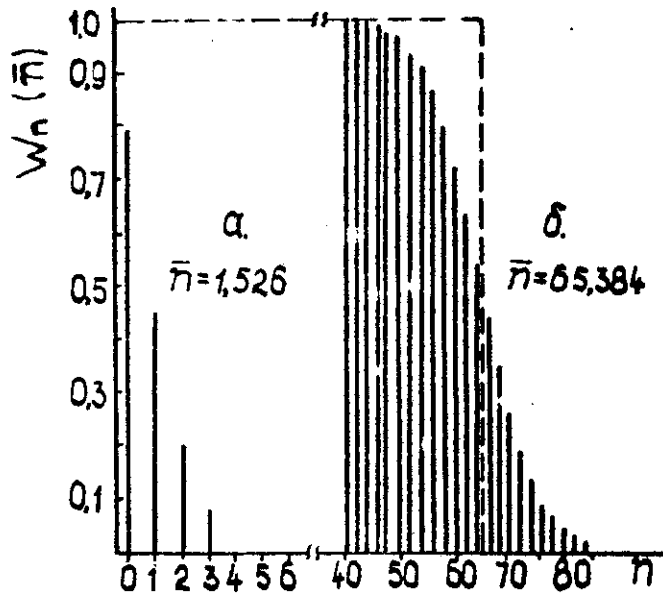


Рис.2. Зависимость  $W_n(\bar{n})$  от  $n$  для (а) позитронов и (б) протонов, рассчитанная для (100) плюс - костного канала кремния. Пунктирной линией показана аппроксимация  $W_n(\bar{n})$  в случае тже - лых частиц.

нует функции Грина. Покажем далее, что фильтр (2.10) пропускает каналированные частицы, поперечная составляющая энергии которых ограничена высотой потенциального барьера  $V_{ps}$ .

Полагая, что  $\alpha = \rho \exp i\varphi$ , вычисляя интеграл (2.10) с  $\psi_2(x, t)$ , выраженным в виде ряда (1.14), в пределах конечного фазового объема

$$\Phi(y, x_1) = \sum_{n=0}^{\infty} W_n(\bar{n}) \psi_n(y) \psi_n(x_1), \quad (2.11)$$

где  $W_n(\bar{n}) = 1 - e^{-\bar{n}} \sum_{s=0}^n (\bar{n})^s / s!$

Значение  $\bar{n}$  определяем из условия, согласно которому величина  $d^2\alpha$  связана с элементом фазового объема системы  $\bar{n}^{-1} d^2\alpha = (2\pi\hbar)^{-1} dP dQ$

$$\bar{n} = \frac{1}{2\pi\hbar} \iint_{H(P, Q) = V_{ps}} dP dQ = V_{ps} / \omega\hbar,$$

где  $H(P, Q) = (P^2/2M) + (\omega^2 M Q^2/2)$  — классический гамильтониан частицы массы  $M$  в пространстве начальных средних координат системы.

Число собственных состояний, дающих вклад в (2.11), различно для легких и тяжелых положительно заряженных частиц, как это видно из графической зависимости  $W_n(\bar{n})$  на рис. 2. В случае тяжелых положительно заряженных частиц аппроксимируем (2.11) следующим образом

$$\Phi(y, x_1) \approx \sum_{n=0}^{\bar{n}} \psi_n(y) \psi_n(x_1)$$



Для собственных функций  $\Psi_n(x)$ , являющихся нормированными многочленами Эрмита, известно приближенное выражение этой суммы [62]

$$\Phi(y, x_1) \approx \frac{\sin[P_c(y - x_1)/\hbar]}{\pi(y - x_1)},$$

которую запишем в виде

$$\Phi(y, x_1) = \int_{-P_c}^{P_c} e^{-iP(x_1 - y)/\hbar} \frac{dP}{2\pi\hbar},$$

(2.12)

где  $P_c = \sqrt{2M V_{ps}}$ .

Подставим (2.12) в формулу (2.9), и рассмотрим эволюцию начального состояния  $\Psi(x)$

$$\Psi(x, t) = \int_{-P_c}^{P_c} G(x, t; P) \Psi(P) dP$$

(2.13)

Волновая функция  $\Psi(x, t)$  описывает эволюцию начального состояния  $\Psi(x)$ , после прохождения частиц через щель в импульсном пространстве. Прохождение частиц через щель в координатном пространстве было рассмотрено Р. Кофманом [70]. Следуя [70], введем в подынтегральное выражение (2.13), в качестве вспомогательного множителя, функцию  $R(P)$ . Если положить эту функцию равной единице в интервале  $-P_c \leq P \leq P_c$  и равной нулю всюду вне его, то пределы интегрирования можно раздвинуть до бесконечности без изменения результата. Допустим теперь, что в качестве  $R(P)$  взята функция Гюсса  $R(P) = \exp(-P^2/2P_c^2)$ .

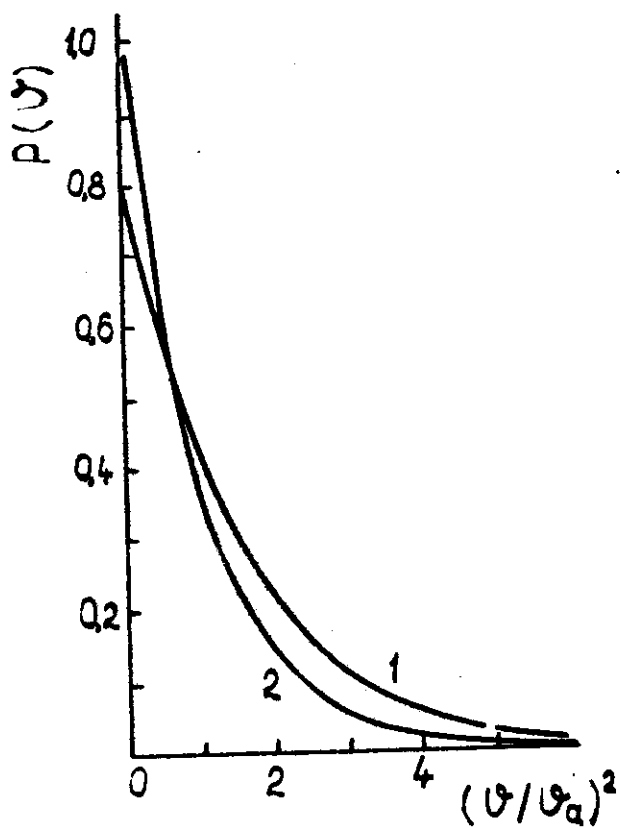


Рис. 3. Зависимость вероятности захвата протонов в (100) плоскостной канал кремния, рассчитанная при расхождении пучка частиц: 1 -  $\Delta = 0,1 v_a$  ;  
2 -  $\Delta = 0$ .

броуновском движении квантового осциллятора [76-77]. Тем не менее, насколько нам известно, процесс релаксации квантового осциллятора без термодинамического усреднения не исследован. Как будет показано ниже, задача о броуновском движении квантового осциллятора отражает главные черты эффекта плоскостного каналирования положительно заряженных частиц в кристаллах [78]. Следует отметить, что теории возмущений [79-80] не применима к решению квантовомеханической задачи о длинном многократного рассеяния на движущиеся каналированные частицы, поскольку соответствующее изменение волновой функции не мало.

### 1.3.2. БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ КВАНТОВОГО ОСЦИЛЛЯТОРА.

Рассмотрим уравнение Шредингера для осциллятора с внешней силой  $F(t)$ , которая является случайной функцией времени

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \left[ \frac{\omega^2 x^2}{2} - x F(t) \right] \psi \quad (3.1)$$

Построим временную функцию Грина уравнения (3.1) для одной реализации случайного процесса  $F(t)$ .

$$G(x_2, t_2; x_1, t_1) = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(x_2, t_2) \psi_n^*(x_1, t_1) \quad (3.2)$$

Собственные функции  $\psi_n(x, t)$  найдем с помощью подстановки, отвечающей переходу в движущуюся систему координат [81]

$$\psi_n(x, t) = \varphi_n(y, t) \exp[i(\dot{y} y + S)]; \quad y = x - y(t), \quad (3.3)$$

где  $\varphi_n(y)$  является решением уравнения Шредингера для осциллятора с  $F(t) = 0$  при выполнении условий:

$$\ddot{\eta} + \omega^2 \eta = F(t) \quad (3.4a)$$

$$\dot{\eta}(t_1) = \eta(t_1) = 0 \quad (3.4b)$$

$$\dot{S} = \frac{1}{2} \dot{\eta}^2 - \frac{1}{2} \omega^2 \eta^2 + \eta F(t) \quad (3.4b)$$

Таким образом, временная функция Грина для одной реализации  $F(t)$  имеет вид

$$G(x_2, t; x_1) = \left( \frac{\omega}{2\pi i \sin \omega T} \right)^{1/2} \exp \left\{ i \left[ S_0(x_2 - \eta, x_1) + \dot{\eta}(x_2 - \eta) + S_0(\eta, 0) + \int_0^t F(t') \eta(t') dt' \right] \right\}, \quad (3.5)$$

где  $S_0(X_1, X_2) = (X_1^2 + X_2^2) \frac{c}{2} \cot \omega T - \omega X_1 X_2 / \sin \omega T$

- классическое действие

невозмущенного гармонического осциллятора;  $T = t_2 - t_1$ ;

$$X_i = X(t_i); \quad t_2 = t; \quad t_1 = 0.$$

Рассмотрим  $\xi$  - коррелированный случайный процесс  $F(t)$ .

Выполним статистическое усреднение временной функции Грина (3.5) по ансамблю реализаций случайного процесса  $\eta[F(t)]$  и  $\dot{\eta}[F(t)]$ .

$$\langle G(x_2, t; x_1) \rangle = \iint d\eta d\dot{\eta} G(x_2, t; x_1) f(\eta, \dot{\eta}, t), \quad (3.6)$$

где функция распределения  $f(\gamma, \dot{\gamma}, t)$  является решением кинетического уравнения движения типа Фоккера-Планда [82]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\gamma} \frac{\partial f}{\partial \gamma} - \omega^2 \gamma \frac{\partial f}{\partial \dot{\gamma}} = 2 D \frac{\partial^2 f}{\partial \dot{\gamma}^2} \quad (3.7)$$

Решение уравнения (3.7) имеет вид

$$f(\gamma, \dot{\gamma}, t) = \frac{a_1}{8\pi D t} \exp \left[ -\frac{1}{4 D t} (\dot{\gamma}^2 a_2 + \omega^2 \gamma^2 a_3 - 2 \gamma \dot{\gamma} a_4 \omega^2 t) \right]$$

$$a_1 = (1 - \sin^2 \tau / \tau^2)^{-1/2}; \quad a_2 = a_1^2 (1 - \sin 2\tau / 2\tau);$$

$$a_3 = a_1^2 (1 + \sin 2\tau / 2\tau); \quad a_4 = a_1^2 \sin^2 \tau / \tau^2 \quad (3.8)$$

Начальное условие для функции распределения  $f(\gamma, \dot{\gamma}, t)$  не включает флуктуации  $\gamma$  и  $\dot{\gamma}$  в момент времени  $t = 0$  в соответствии с (3.4б)

$$f(\dot{\gamma}, \gamma, t=0) = \delta(\gamma) \delta(\dot{\gamma}),$$

где  $\delta(\gamma)$  - есть дельта - функции Дирака.

Выражение (3.6) может быть вычислено точно [78], поскольку в фоккер-планковском приближении классическое действие (3.4в) строится из решения уравнения движения (3.4а) с

$$F(t) = 0.$$

$$\langle G(x_2, t; x_1) \rangle = \left( \frac{s a_1}{\sqrt{2\pi}} \right) G_0(x_2, t; x_1) \exp \left\{ \frac{\omega}{2\pi} \cdot \left[ \left( x_1^2 a_2 + x_2^2 a_3 \right) \frac{s}{\sin^2 \tau} + 2 \frac{x_1 x_2}{\sin \tau} (i + s a_2 \cot \tau - s a_4 \tau) \right] \right\};$$

$$x = 1 + s^2 a_1^2 - 2is(a_2 \operatorname{ctg} \tau - a_4 \tau); \quad (3.9)$$

$$a_5 = a_1^2 (1 - \sin 4\tau / 4\tau); \quad s = \frac{\omega}{2Dt},$$

где  $G_0(x_2, t; x_1)$  - временная функция Грина невозмущенного гармонического осциллятора.

В линейном по

$$s(t \gg T_R) = (\omega / 2Dt) \ll 1, \quad (3.10)$$

(где  $T_R$  - время релаксации, которое будет определено ниже) члены разложения  $\langle G(x_2, t \gg T_R; x_1) \rangle$  в ряд по степеням  $s$  отсутствуют вследствие корреляции начальных и конечных состояний, что является причиной их статистической независимости

$$\langle G(x_2, t \gg T_R; x_1) \rangle \approx s \left( \frac{\omega}{2\pi i \sin \tau} \right)^{1/2} \exp \left\{ i \frac{\omega}{2} (x_1^2 + x_2^2) \operatorname{ctg} \tau \right\} \quad (3.11)$$

Рассмотрим далее функцию  $\langle G(x_2, t \gg T_R; x_1) \rangle$ , в которой удержим линейные по  $s$  члены в экспоненте

$$\langle G(x, t \gg T_R) \rangle \sim (Dt)^{-1} \exp(-\omega^2 x^2 / 2Dt) \quad (3.12)$$

В выражении (3.12) координата начального состояния  $x_1 = 0$ , и проведено усреднение по осциллирующим членам. Можно показать, что аналогичный вид имеет асимптотическое выражение для статистически усредненной функции Грина, записанной в импуль-

оном представлении

$$\langle G(p_x, t \gg T_R) \rangle \sim (Dt)^{-1} \exp(-p_x^2 / 2Dt) \quad (3.13)$$

Исходя из вышесказанного следует, что квантовый осциллятор релаксирует к классическому каноническому распределению Гиббса с эффективной температурой  $\beta^{-1} = Dt$ .

$$g(p_x, x) = Z^{-1} \exp[-\beta H(p_x, x)], \quad (3.14)$$

где  $H(p_x, x) = p_x^2/2 + \omega^2 x^2/2$  — классический гамильтониан, статистическая сумма  $Z$  определяется из условия нормировки  $g(p_x, x)$ .

Статистический характер распределения Гиббса служит причиной того, что оно является конечным состоянием процесса релаксации решения уравнения Фреддингера с достаточно произвольным потенциалом  $U(x)$  и  $\delta$ -коррелированной внешней силой. Следует ожидать, что увеличение эффективной температуры  $\beta^{-1} = Dt$  за один период колебаний невозмущенного осциллятора  $T = 2\pi/\omega$  равно  $\omega\hbar$ , т.е. энергия теплового движения поглощается квантами. В этом случае, время релаксации  $T_R$  и число заселенных квантовых состояний  $n_R$  связаны соотношением

$$MDT_R = n_R \omega\hbar \quad (3.15)$$

Таким образом, в процессе релаксации квантового осциллятора происходит заселение  $n_R \sim (5 \div 6)$  квантовых состояний

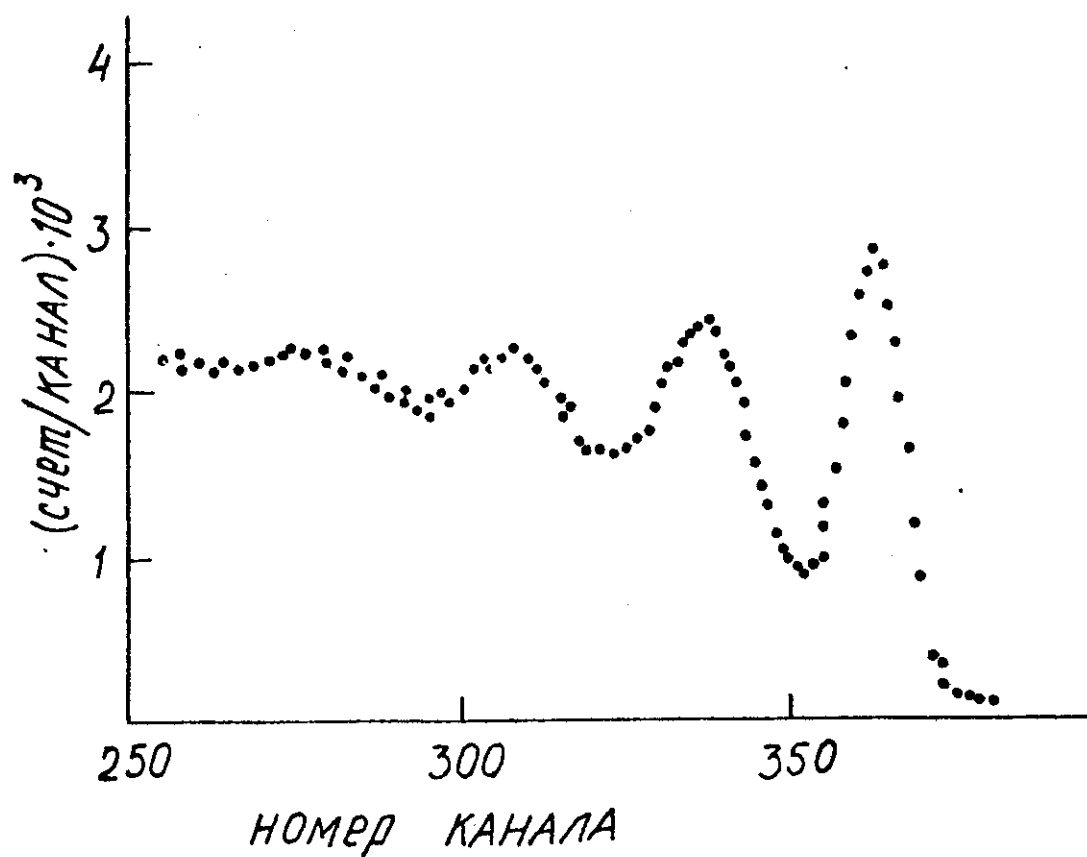


Рис. 4. Плоскостные осцилляции выхода ионов гелия в (100) канале монокристалла железа [83] .



поскольку параметр  $S_R = 1 / 2 n_R$ , по которому производится разложение статистически упорядоченной функции Грина, много больше единицы. Следует отметить, что аналогом температуры Дебая является критическое значение тепловой энергии  $\beta_R^{-1} = n_R \omega \hbar$ , которое отделяет квантовую область описания движения осциллятора ( $t < T_R$ ) от классической ( $t > T_R$ ).

#### 1.4.1. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ПЛОСКОСТНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

##### КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ.

Покажем, что плоскостные осцилляции выхода деканализированных ионов водорода и гелия [41-43], и пропорциональность потерь энергии частоте колебаний ионов в плоскостных каналах кристалла [44-45] могут быть объяснены процессом заселения квантовых состояний. Типичный вид энергетического спектра с осцилляциями выхода деканализированных ионов представлен на рис. 4. Максимальное число осцилляций выхода, которое наблюдается в эксперименте, хорошо коррелирует с оценкой числа заселенных состояний  $n_R \sim (5 \div 6)$ . Расходимость пучка налетающих частиц может уменьшить число осцилляций выхода вплоть до нуля, что соответствует наступлению статистического квазиравновесия каналированных частиц в приповерхностной области кристалла. Осцилляции выхода каналированных ионов наблюдаются в кристаллах, содержащих незначительное число дефектов решетки, что позволяет учесть вклад многократного рассеяния на электронах [84]

$$\overline{\Theta_e^2} = \frac{m_e}{2 M_1} \frac{\Delta E}{E},$$

(4.1)

где  $\Delta E = S_{ch} \cdot \ell$  - потери энергии каналированных частиц, про-

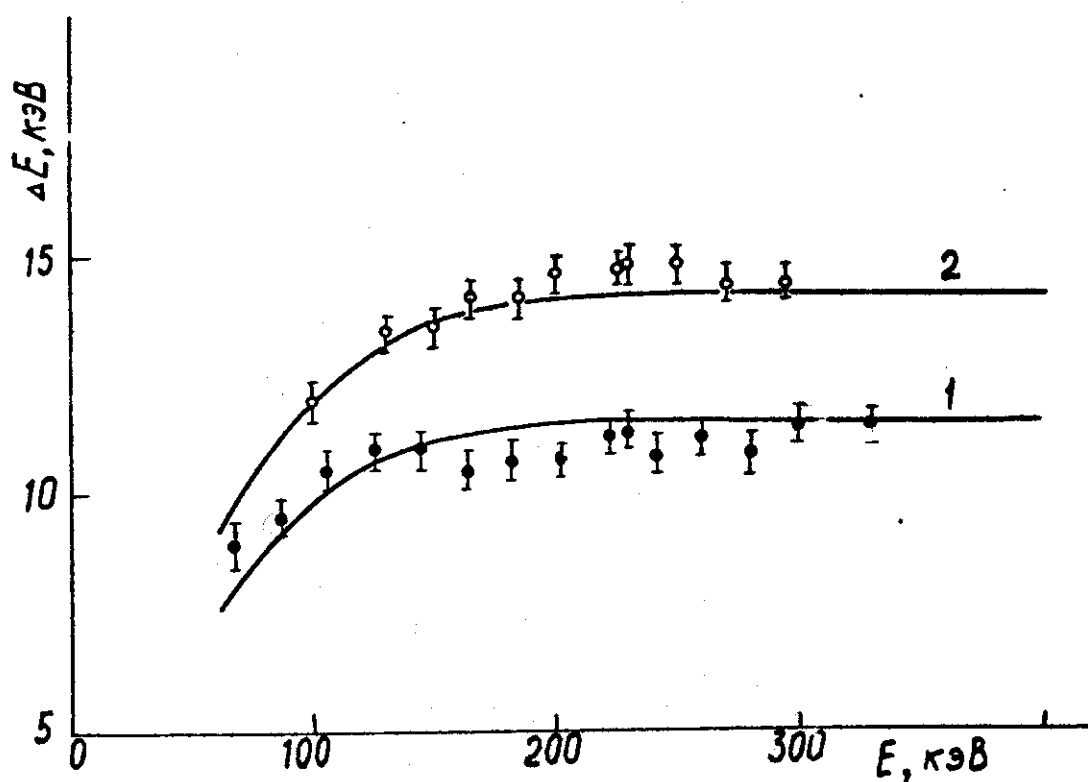


Рис.5. Расстояние  $\Delta E$  между последовательными осцилляциями выхода в (100) канале кремния-1 и алмаза-2 сохраняется при изменении энергии  $E$  налетающих протонов [42] .

падших отрезок пути  $\ell$  ;  $S_{ch}$  - потери энергии на единицу длины пути.

С помощью формул (4.1) и (3.15) может быть вычислено максимальное расстояние между осциллирующими в энергетических спектрах каналированных ионов

$$(\Delta E)_{\max} = 8 \frac{M_i}{m_e} \omega \hbar \quad (4.2)$$

Из (4.2) следует, что расстояния между последовательными максимумами в осциллирующих выходах: (а) не зависят от энергии каналированного иона, как это наблюдалось в [42] (см. рис. 5); (б) сохраняются, поскольку спектр собственных значений поперечной энергии эквидистантный. В таблице II приведены значения  $(\Delta E)_{\max}$ , которые несколько превышают результаты эксперимента [42, 43].

Таблица II .

Кристаллы		$V_{ps}, \text{эВ}$	$(\Delta E)_{\max}, \text{кэВ}$	
			протоны	ионы гелия
(100)	C	12,4	10,568	29,891
	Si	13,1	7,136	20,184
(110)	C	22,8	10,136	28,669
	Si	22,9	6,672	18,871

Максимальные значения потенциала изолированной атомной плоскости  $V_{ps}$  взяты из работы [6]. Обнаруженное в ряде работ [41-42], превышение потерь энергии каналированных частиц можно объяснить увеличением числа сложенных атомов кристалла (радиационные нарушения, тепловые колебания и т.п.), которые

приводит к сокращению максимального расстояния (4.2).

$$\Delta E = \frac{(\Delta E)_{\max.}}{1 + 2Z_2 \frac{L_n}{L_e} C},$$

где  $L_n$  и  $L_e$  - ядерный и ионизационный потерей энергии [1];  $C$  - среднее значение относительное концентрации смещенных атомов кристалла.

### 1.5.1. ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ.

Рассмотрим ориентационную зависимость потерь энергии канализованных частиц. Известно, что период колебаний частицы в плоскостном канале кристалла зависит от значения поперечной энергии

$$T(E_{\perp}) = \frac{x_2(E_{\perp})}{\sqrt{2M}} \int_{x_1(E_{\perp})}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{E_{\perp} - U(x)}}, \quad (5.1)$$

где  $x_{1,2}$  - точки поворота, которые являются корнями уравнения  $U(x_{1,2}) = E_{\perp}$ .

В частном случае параболического потенциала плоскостного канала период колебаний не зависит от значения поперечной энергии канализованных частиц [44]. Таким образом, средние по периоду осцилляций потери энергии не зависят от амплитуды колебаний частицы в канале

$$S_{ch.} = 8 \frac{M_1}{M_e} \frac{\omega \hbar}{\lambda} \quad (5.2)$$

Ионизационные потери энергии заряженных частиц, которые достигают вдали от главных кристаллографических направлений описываются формулой Бете-Блоха [1]

$$S_{Б-Б} = \frac{M_1}{m_e} \frac{8\pi Z_1^2 c^4 N Z_2}{E} \ln \left( 4 \frac{m_e}{M_1} \frac{E}{I} \right), \quad (5.3)$$

где  $I \approx 11 Z_2$ , эВ - ионизационный потенциал;  $N$  - атомная плотность. Отношение потерь энергии (5.2) и (5.3) можно представить в виде

$$R = \frac{a}{\pi Z_1 d_p \ln x} \left( \frac{2 I a_0 Z_2 x}{e^2} \right)^{1/2}, \quad (5.4)$$

где  $x = 4 m_e E / M_1 I$ .

Отношение потерь энергии достигает минимума при энергии канализованных частиц

$$E_{\min.} \approx 1,422 I M_1 / 4 m_e$$

Дальнейшее увеличение энергии канализованных частиц может привести к ситуации, когда  $R > 1$ . Следует отметить, что эффект превышения потерь энергии является квантовым, и может быть обнаружен в области малых глубин проникновения ( $t < T_R$ ).

Ориентационная зависимость средних значений потерь энергии (5.2) подтверждается измерениями энергетических спектров

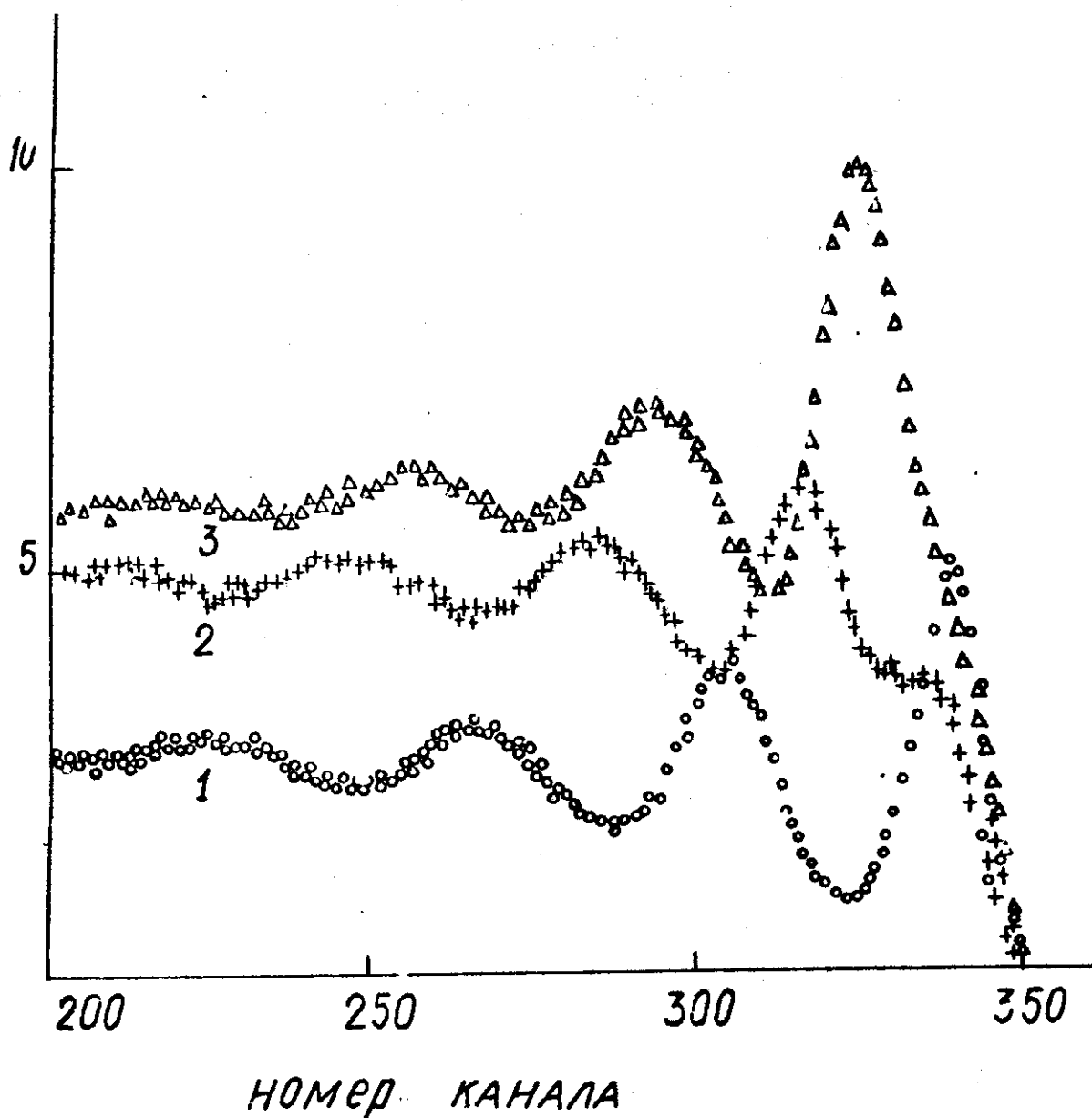


Рис.6. Расстояния между осцилляциями выхода в (110) плоскостном канале железа не зависят от угла наклона кристалла относительно направления падения пучка ионов гелия [83] : 1 -  $\vartheta = 0^\circ$  ; 2 -  $\vartheta = 10^\circ$  ; 3 -  $\vartheta = 16^\circ$  .

деканализированных ионов при различных значениях угла разоружения, в которых, как это видно на рис. 6., расстояния между последовательными осцилляциями выхода не зависят от угла падения частиц на кристалл.