

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

537.533.7

**СПЕКТРОСКОПИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ —
НОВЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ**

Л. И. Огнев

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	691
2. Основные факторы, влияющие на спектр излучения канализированных частиц в кристаллах	692
2.1. Нахождение дебаевской температуры. 2.2. Уточнение кристаллического потенциала. 2.3. Определение плотности электронов в кристалле. 2.4. Исследование азотных конгломератов в природном алмазе. 2.5. Исследование сверхструктур. 2.6. Исследование сложных кристаллов. 2.7. Исследование корреляции тепловых колебаний. 2.8. Исследование радиационных дефектов.	
3. Экспериментальная техника. Сравнение с другими методами исследования кристаллов	699
4. Фотоядерный анализ вещества с использованием излучения канализированных частиц	700
5. Заключение	701
Список литературы	702

1. ВВЕДЕНИЕ

Предсказание, что при канализировании в кристаллах¹ релятивистских электронов и позитронов возникает жесткое электромагнитное излучение, сделанное М. А. Кумаховым в 1976 г.², и, позднее, экспериментальная регистрация эффекта^{3,4} дали новый импульс исследованию излучения релятивистских частиц в ориентированных кристаллах. Большое число публикаций по этой тематике нашло свое отражение в обзорах⁵⁻⁸ и монографиях⁹⁻¹¹.

Первоначально исследования излучения при канализировании были, в основном, сосредоточены на свойствах самого электромагнитного излучения, его спектра, поляризации, интенсивности, связи с другими типами излучения частиц в кристаллах. Экспериментальные исследования охватили диапазон энергий релятивистских частиц от 1 МэВ до 150 ГэВ. В качестве кристаллических мишней использовано до 10 простых и сложных веществ^{10,11}. В ходе проведенных экспериментальных и теоретических исследований были выявлены зависимости излучения канализированных частиц от их энергии, структуры кристаллической мишени, тепловых колебаний атомов, рассеяния на электронах мишени. По итогам Международной конференции по канализированию и излучению релятивистских частиц (Вилла-дель-Маре, Италия, 1986 г.) авторы статьи¹² отмечают, что «... многие приложения канализирования и излучения при канализировании уже нашли свое применение, а ряд других возможных применений представляется интересным».

Среди возможных применений излучения канализированных частиц в настоящее время все чаще обсуждаются возможности диагностики свойств кри-

сталлов, дефектов в кристаллах¹³ и структур сверхрешеток, содержащих большее число слоев.

Возможности такой диагностики обусловлены тем, что спектр излучения канализированных частиц, в особенности с энергией 1—50 МэВ, оказывается весьма чувствительным к форме усредненного кристаллического потенциала; важна также преимущественная локализацией электронов вблизи атомных осей и плоскостей, а позитронов — между атомными плоскостями и осями. Точность определения параметров кристаллических структур непосредственно связана с погрешностями измерения формы спектра излучения канализированных частиц, определяемыми характеристиками как источников релятивистских частиц, так и регистрирующей аппаратуры.

Как показывают оценки¹⁴, для измерений спектра излучения канализированных электронов можно использовать ток, не превышающий 10^{-13} А. Время экспозиции для получения одного спектра составляет 20—30 мин. Поскольку при таких дозах облучения кристаллов электронами один смешанный атом приходится на 10^{12} атомов, метод исследования с помощью излучения канализированных частиц можно считать неразрушающим¹⁴. Положение линий квазиизотропического излучения может быть определено с точностью до 1%, тогда как их ширина может быть измерена с точностью до 10%.

2. ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ

Главным фактором, влияющим на спектр излучения канализированной частицы в кристалле, является форма усредненного вдоль движения частицы (ось Oz) кристаллического потенциала. В совершенном монокристалле усредненный плоскостной потенциал определяется выражением¹

$$U_{\text{пл}}(x) = \frac{1}{s} \int_0^{\infty} 2\pi r V_a((x^2 + r^2)^{1/2}) dr, \quad (1)$$

а потенциал атомной цепочки

$$U_{\text{ц}}(r) = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} V_a((z^2 + r^2)^{1/2}) dz, \quad (2)$$

где s — площадь, приходящаяся на один атом в атомной плоскости; d — расстояние между атомами в цепочке; x — координата, перпендикулярная плоскости; $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$; $V_a(r)$ — потенциал отдельного атома.

Наиболее употребительными аппроксимациями для $V_a(r)$ являются потенциалы Мольера¹⁵

$$V_a^M(r) = \frac{Ze^2}{r} \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(\beta_i r), \quad (3)$$

где Ze — заряд ядра, $\alpha_i = \{0,35; 0,55; 0,1\}$, $\beta_i = \{-0,3; -1,2; -6\}$, и потенциал Дойла — Тёрнера¹⁶

$$V_a^{DT}(r) = \frac{\hbar^2 2 V \pi}{\pi m_e} \sum_{i=1}^4 \frac{a_i}{(B_i)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{B_i}\right), \quad (4)$$

где m_e — масса электрона. Значения коэффициентов a_i и B_i для каждого элемента приведены в¹⁶.

Потенциал Дойла — Тёрнера (4) особенно удобен при учете тепловых колебаний атомов, так как в этом случае достаточно заменить $B_i \rightarrow B_i + 2\rho^2$, где ρ — среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов.

С учетом тепловых колебаний атомов «термализованный» потенциал цепочки принимает вид¹⁷

$$U_{\text{ц}}^{\text{DT}}(r) = -\frac{e^2}{a_0} \frac{2a_0}{d} \sum_{i=1}^4 \frac{a_i}{B_i + \rho^2} \exp\left(-\frac{r^2}{B_i + \rho^2}\right), \quad (5)$$

где $a_0 = \hbar^2/m_e e^2$ — радиус Бора.

Плоскостной потенциал запишется в виде¹⁸

$$U_{\text{пл}}^{\text{DT}}(x) = -2\sqrt{\pi} e^2 N d_p a_0 \sum_{i=1}^4 \frac{a_i}{(B_i + 2\rho^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{B_i + 2\rho^2}\right), \quad (6)$$

где d_p — межплоскостное расстояние, N — плотность атомов в веществе. Следует отметить, что определенные таким образом усредненные потенциалы представляют собой линейную суперпозицию потенциалов отдельных атомов и, поэтому, не учитывают процесса перераспределения заряда в кристалле. Более точно кристаллический потенциал может быть определен с учетом рентгено-дифракционных данных²⁰ или по результатам измерений излучения канализированных частиц (см. п. 2.2).

При заданной форме усредненного потенциала $U(\mathbf{r}_\perp)$ амплитуда волновой функции релятивистской канализированной частицы $\Phi(\mathbf{r}_\perp)$ может быть найдена из уравнения Шрёдингера⁶

$$\frac{\hbar^2}{2\gamma m_e} \nabla_\perp^2 \Phi(\mathbf{r}_\perp) = (U(\mathbf{r}_\perp) - E_\perp) \Phi(\mathbf{r}_\perp), \quad (7)$$

где $\gamma = E/mc^2$, $\nabla_\perp^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; \mathbf{r}_\perp — проекция \mathbf{r} на плоскость (x , y).

Как показали исследования решений уравнений (7) для релятивистских электронов с энергией $E \lesssim 50$ МэВ спектр «поперечной энергии» E_\perp является дискретным в случае плоскостного канализирования, а в случае осевого канализирования при $E \lesssim 10$ МэВ^{6,9-11}. Соответствующие линии спонтанных переходов с учетом додлеровского преобразования частоты соответствуют для излучения вперед энергиям

$$E_\gamma = 2\gamma^2 \Delta E_\perp. \quad (8)$$

Неэквидистантность уровней поперечного движения приводит к наличию в спектре излучения отдельных линий, значительно облегчает его интерпретацию и позволяет провести пространственную локализацию исходного состояния электрона в процессе спонтанного перехода. Диагностические возможности метода проиллюстрируем на ряде конкретных примеров.

2.1. Н а х о ж д е н и е д е ба е в ск о й т е м п е р а т у р ы

Усредненный потенциал цепочки (5) и плоскости (6) сильно зависят от амплитуды тепловых колебаний ρ прежде всего в области близкой к цепочке или плоскости. На рис. 1 представлены результаты расчета цепочечного потенциала оси $\langle 111 \rangle$ при температурах $T = 110$, 300 и 500 К в кристалле кремния и соответствующие энергетические уровни для канализированных электронов с энергией 3,5 МэВ¹⁹. На рис. 2 приведен осевой потенциал $\langle 111 \rangle$ в кремни для различных температур и соответствующие энергетические уровни электронов с энергией 3,5 МэВ¹⁹.

Измеренные спектры излучения для температур 110, 300 и 500 К приведены на рис. 2.

На рис. 1 и 2 видно, что по мере повышения температуры кристалла происходит сдвиг максимумов спектральной плотности излучения в сторону меньших энергий, так как уменьшается глубина потенциальной ямы канала. Характерно, что наиболее выражен сдвиг линии 3р — 1s, что связано с локализацией электронов на нижнем уровне 1s вблизи атомной цепочки. Аналогичные результаты для плоскостного канализирования электронов с энергией

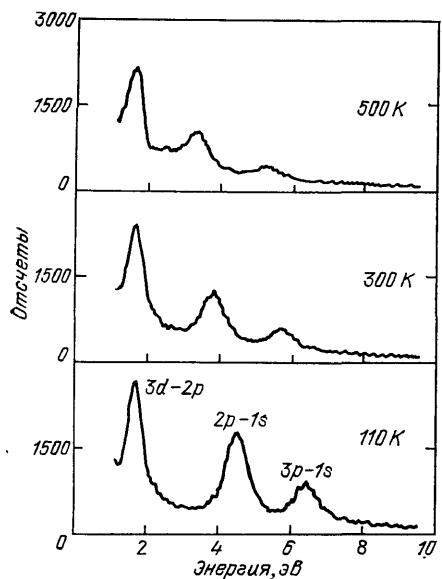


Рис. 1. Спектры излучения электронов с энергией 3,5 МэВ при канализировании вдоль цепочки $\langle 111 \rangle$ кремния при температурах $T = 110, 300$ и 500 К¹⁹

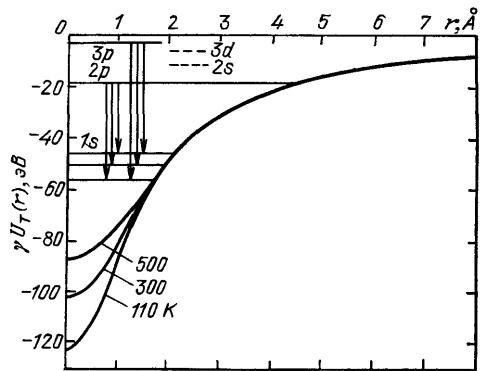


Рис. 2. Усредненный потенциал цепочки $\langle 111 \rangle$ в монокристалле кремния при температурах $T = 110, 300$ и 500 К и соответствующие им энергетические уровни канализированных электронов с энергией 3,5 МэВ¹⁹

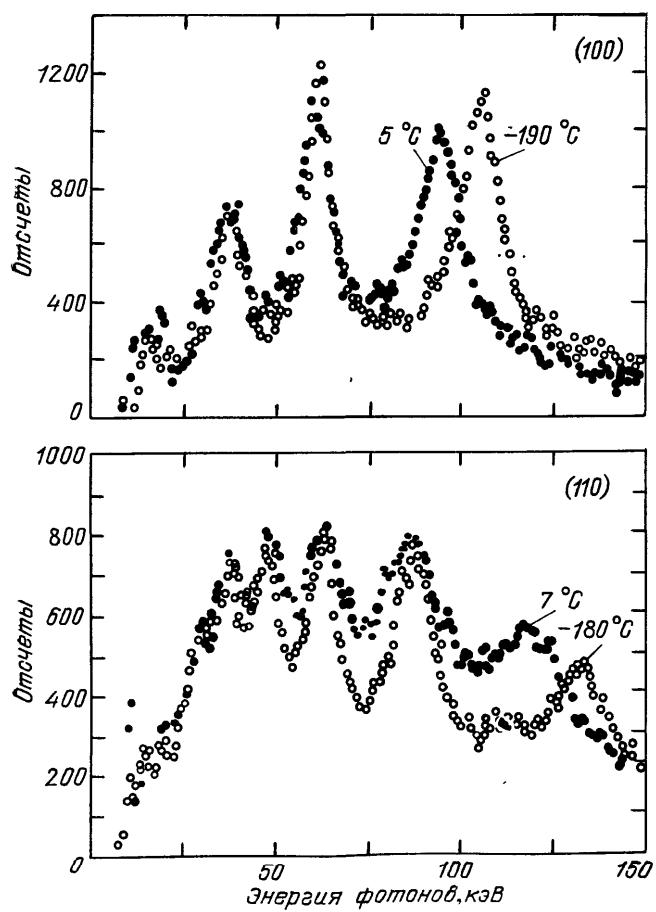


Рис. 3. Спектры излучения электронов с энергией 54,5 МэВ при движении вдоль плоскости (100) кремния для температур кристалла 190 и 5 °C²⁰

54,5 МэВ в плоскости (100) кремния²⁰ представлены на рис. 3. Зависимость энергии излучения канализированных электронов от температуры кристалла может быть использована для нахождения дебаевской температуры T_D . Как показывают результаты исследования, проведенного авторами работы²⁰, полученное таким образом значение $T_D = 495 \pm 10$ К для кристалла кремния сильно отличается от значения 543 ± 8 К, найденного в исследованиях с помощью рентгеновской дифракции²¹. Следует отметить, что результаты различных теоретических моделей дают значения для дебаевской температуры в пределах от 500 до 530 К²².

2.2. Уточнение кристаллического потенциала

Усредненные потенциалы (5) и (6) соответствуют суперпозиции потенциалов изолированных атомов, а не реальному кристаллическому потенциалу, который зависит от перераспределения заряда в кристаллической решетке. Поэтому положение линий $(E_\gamma)_{ij}$ в экспериментально-измеренных спектрах может быть использовано для уточнения формы кристаллического потенциала.

Для корректировки потенциалов плоскости (111) алмаза авторы статьи²⁰ использовали два метода: 1) уточнение атомного фактора рассеяния $f(s)$ при малых s по данным рентгеновской дифракции и 2) построение эмпирического потенциала плоскости по спектрам излучения канализированных электронов с энергией 30,5 МэВ. Полученные формы потенциалов приведены на рис. 4, а. Соответствующие им спектры излучения, рассчитанные для этих потенциалов, приведены на рис. 4, б и в.

2.3. Определение плотности электронов в кристалле

Форма потенциальных кривых может быть использована для нахождения распределения электронной плотности, усредненной вдоль оси Oz :

$$\rho_e(\mathbf{r}_\perp) = \frac{1}{4\pi} \Delta_\perp V(\mathbf{r}_\perp).$$

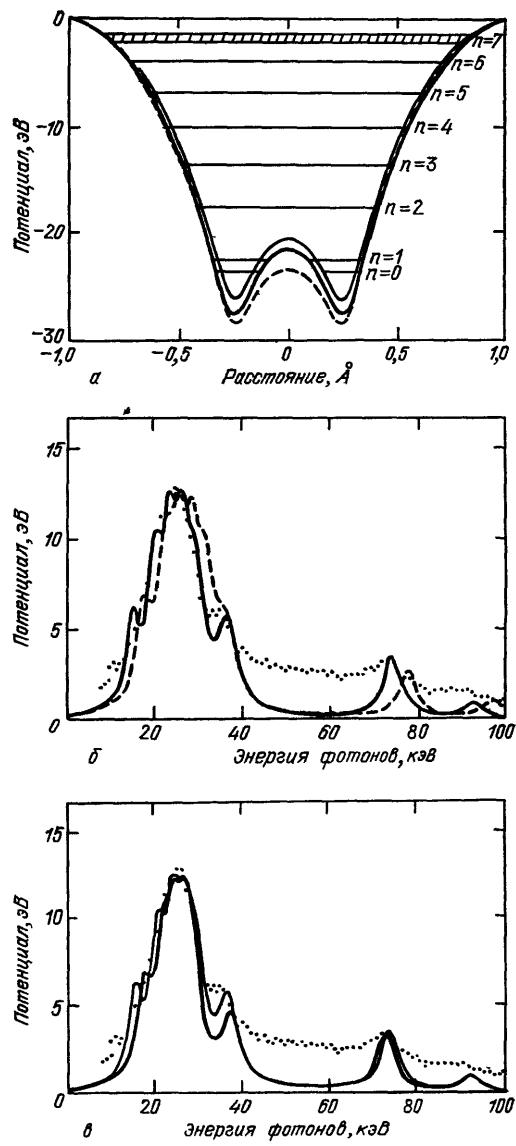


Рис. 4²⁰. а — Потенциалы плоскости (111) алмаза²⁰: «стандартный» потенциал, рассчитанный в приближении Хартри — Фока (штриховая линия 1), корректированный по данным рентгеновской дифракции (тонкая сплошная 2) и восстановленный по результатам измерений излучения электронов (3) с энергией 30,5 МэВ. б, в — Спектры: эксперимент (точки), рассчитанные спектры, соответствующие потенциалам на рис. а

Электронная плотность в кристалле обычно находится по данным рентгеновской дифракции (например,^{23,24}). Однако следует отметить, что использование дифракционных методов требует учета большего числа рефлексов, так как для описания минимального масштаба r_{\min} требуются фурье-гармоники с волновым вектором $k_{\max} \geq 4/r_{\min}$, а с другой стороны, для описания пространственного масштаба r_{\max} необходимо иметь $k_{\min} \leq 2/r_{\max}$. Поэтому общее число фурье-гармоник, необходимое для адекватного восстановления распределения электронной плотности, превышает $2r_{\max}/r_{\min}$ по каждой координате.

Преимущественная локализация электронов вблизи атомных цепочек была использована в работе²⁵ для определения плотности электронов между

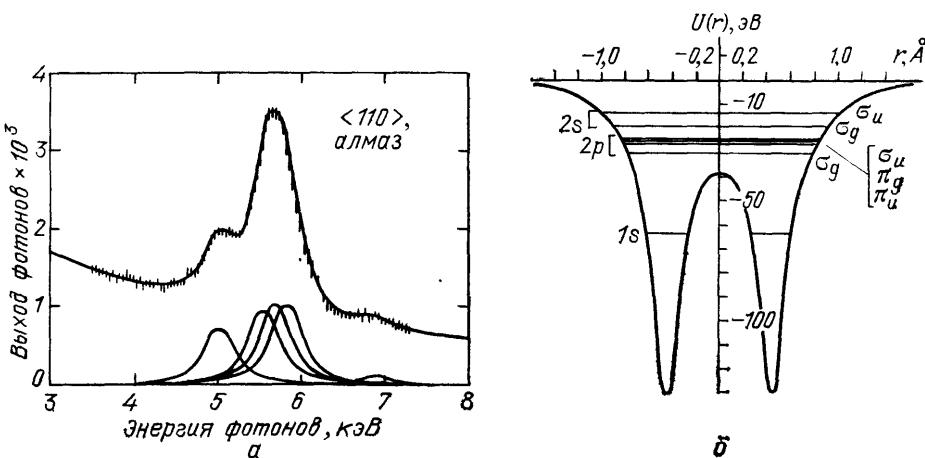


Рис. 5. Канализование электронов с энергией 4 МэВ в алмазе вдоль направления $\langle 110 \rangle$ ²⁵.
а — Измеренный спектр излучения (вверху). *б* — Рассчитанная форма потенциала плоскости, проходящей через сдвоенные цепочки $\langle 110 \rangle$, и соответствующие энергетические уровни канализированных электронов

сдвоенными атомными цепочками в кристалле алмаза в направлении $\langle 110 \rangle$ по излучению канализированных электронов. Форма спектра излучения электронов с энергией 4 МэВ, канализированных вдоль осей $\langle 110 \rangle$, и усредненный потенциал приведены на рис. 5. Видно, что изменение плотности электронов, приводящее к изменению потенциала в точке $x = 0$, приводит к сдвигу энергетических уровней группы $2s$ и $2p$, что отражается на положении линий излучения $2p \rightarrow 1s$. Определенная таким образом плотность электронов в центре ковалентной связи равна $1,7 \text{ эл/}\text{\AA}^3$, что согласуется с результатами рентгеновской дифракции²⁴.

2.4. Исследование азотных конгломератов в природном алмазе

Форма усредненного потенциала может также зависеть от наличия инонордных включений в кристалле, искажающих его решетку. Исследование азотных конгломератов в природном алмазе по излучению канализированных электронов и позитронов описано в²⁶. Природные алмазы классифицируются по 4 категориям, Ia, Ib и Ia, IIb, в соответствие с различием оптического поглощения, электронного парамагнитного резонанса и электрических свойств. Кристаллы более редкого типа II характеризуются наличием полос поглощения углерода 3 и 6 мкм в инфракрасном диапазоне и 2250 \AA в ультрафиолете. Алмазы типа I имеют дополнительно инфракрасные полосы поглощения от 7,5 до 10 мкм и 3065 \AA в ультрафиолетовом диапазоне;

из-за наличия азотных включений. Кристаллы типа II, имеющие примесь бора, являются полупроводниками р-типа и обозначаются IIb в отличие от алмазов типа Ia, не имеющих примесей. Кристаллы типа Ia, имеющие пик поглощения на 7,3 мкм, содержат пластинчатые азотные конгломераты в направлении плоскостей (100) (рис. 6). Наличие конгломератов приводит к изменению формы усредненного потенциала плоскости (100) по сравнению с алмазом типа Ia, не содержащим конгломератов (рис. 7, a)²⁰. Соответствующие спектры излучения канализированных электронов с энергией 54,5 МэВ приведены на рис. 7, б. Чувствительность спектра к наличию примесей и дефектов структуры может быть использована в целях диагностики.

Влияние дефектов, приводящих к изгибу атомных цепочек, на излучение релятивистских позитронов исследовано в²⁷. Влияние дислокаций

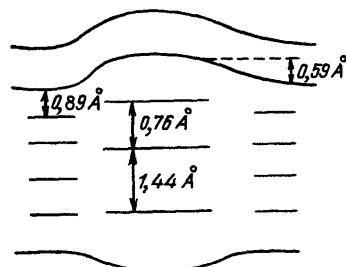


Рис. 6. Структура азотного конгломерата в алмазе типа Ia²⁶

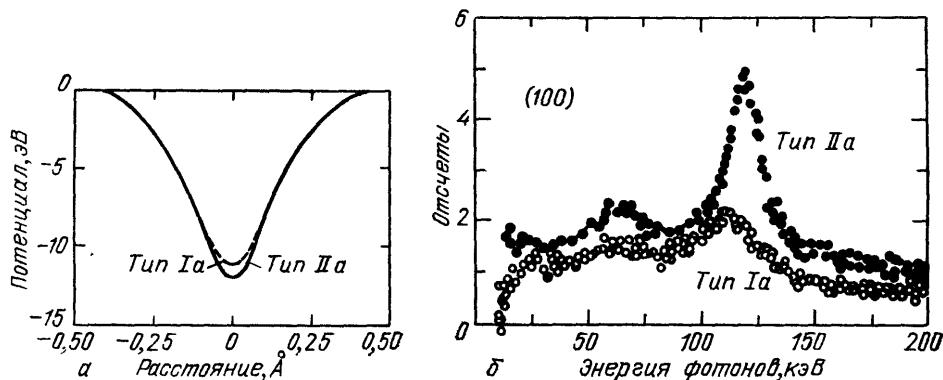


Рис. 7. Форма усредненного потенциала плоскости (100) алмаза типа Ia и IIa (а) и соответствующие им спектры излучения канализированных электронов с энергией 54,5 МэВ (б)

и дефектов упаковки рассмотрено в²⁸, где делается вывод о диагностических возможностях излучения канализированных частиц.

2.5. Исследование сверхструктур

В последнее время возрастает интерес к исследованию излучения при канализировании электронов и позитронов в кристаллах со сверхструктурой^{14,29-30}, таких как $\text{GaP}/\text{GaAs}_{x}\text{P}_{1-x}$ или $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}/\text{GaAs}$. В³¹ было рассмотрено излучение канализированных частиц при рассеянии на периодически расположенных точечных дефектах. Периодическая деформация решетки в сверхструктуре приводит к изменению формы усредненного потенциала и уменьшению энергии квантов излучения релятивистских позитронов в $\text{GaP}/\text{GaAs}_{x}\text{P}_{1-x}$ ²⁹. Сравнение спектров излучения в кристалле со сверхрешеткой и GaP , служащим в качестве эталона, в этом случае позволяет судить о наличии напряжений, возникающих за счет несоответствия решеток на границе различных слоев. Другим эффектом при канализировании электронов в тонких кристаллах является резонансное расщепление полос квази-характеристического излучения³⁰.

2.6. Исследование сложных кристаллов

К настоящему времени выполнены исследования излучения при канализировании в сложных кристаллах, таких как GaAs , GaP , AlAs ^{14,32}, LiF ³³, LiH и LiD ^{20,34} и сплавах $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ ¹⁴. Спектры излучения канализирован-

ных частиц позволяют исследовать анизотропию колебаний атомов в кристалле сложного соединения³³, перераспределение электронного заряда в решетке твердого тела. Влияние отсутствия осевой симметрии канала на спектр излучения гиперканализированных позитронов исследовано в³⁵.

2.7. Исследование корреляции тепловых колебаний

Существенное влияние на спектр излучения канализированных релятивистских электронов оказывает также некогерентное рассеяние на тепловых колебаниях ядер атомов в решетке¹⁸ и атомных электронах³⁶. Как уже отмечалось в разделе 2, точность измерения ширин линий квазихарактеристического излучения канализированных электронов составляет 10%. Поэтому зависимости ширин линий от температуры кристалла¹⁹ могут давать информацию о дебаевской температуре кристалла, корреляции тепловых колебаний^{17,18,37}. Зависимость от температуры кристалла кремния энергий и ширины линий излучения для электронов с энергией 3,5 МэВ, канализированных вдоль оси $\langle 111 \rangle$ Si (a), и их ширины (b) от температуры кристалла.

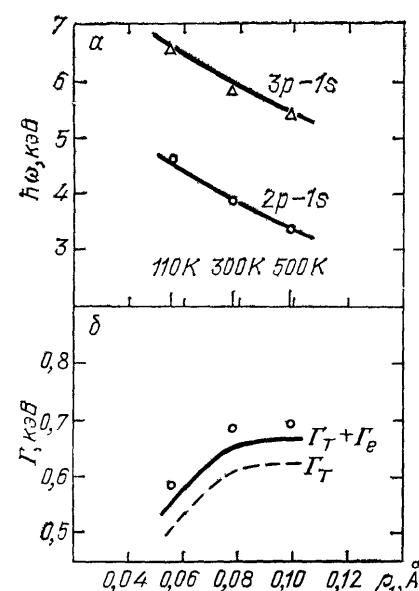


Рис. 8. Зависимость положения линий излучения электронов с энергией 3,5 МэВ, канализированных вдоль оси $\langle 111 \rangle$ Si (a), и их ширины¹⁹ (b) от температуры кристалла.

Сплошные линии соответствуют расчету рассеяния на тепловых колебаниях атомов с учетом их корреляции (Γ_r) и на атомных электронах (Γ_e)

удобны для оценки корреляции тепловых колебаний, так как в этом случае вклад доплеровского уширения линий минимален.

Влияние корреляции тепловых колебаний атомов в решетке на сдвиг линий излучения канализированных электронов в плоскостях LiF исследовано в³⁸, рассеяние на колебаниях валентных электронов при плоскостном канализировании позитронов и его влияние на сдвиг и ширину линий излучения рассмотрено в³⁹.

2.8. Исследование радиационных дефектов

Влияние радиационных дефектов на спектр излучения электронов с энергией 54,5 МэВ в кристалле LiF показано на рис. 9¹⁴. Доза облучения кристалла составляла соответственно 0; 10^{17} ; 10^{18} ; 10^{19} эл/см². Из приведенных результатов видно, что при дозах облучения, меньших 10^{17} эл/см², спектр

излучения остается неизменным. В тоже время при больших дозах форма спектра сильно меняется⁴⁰.

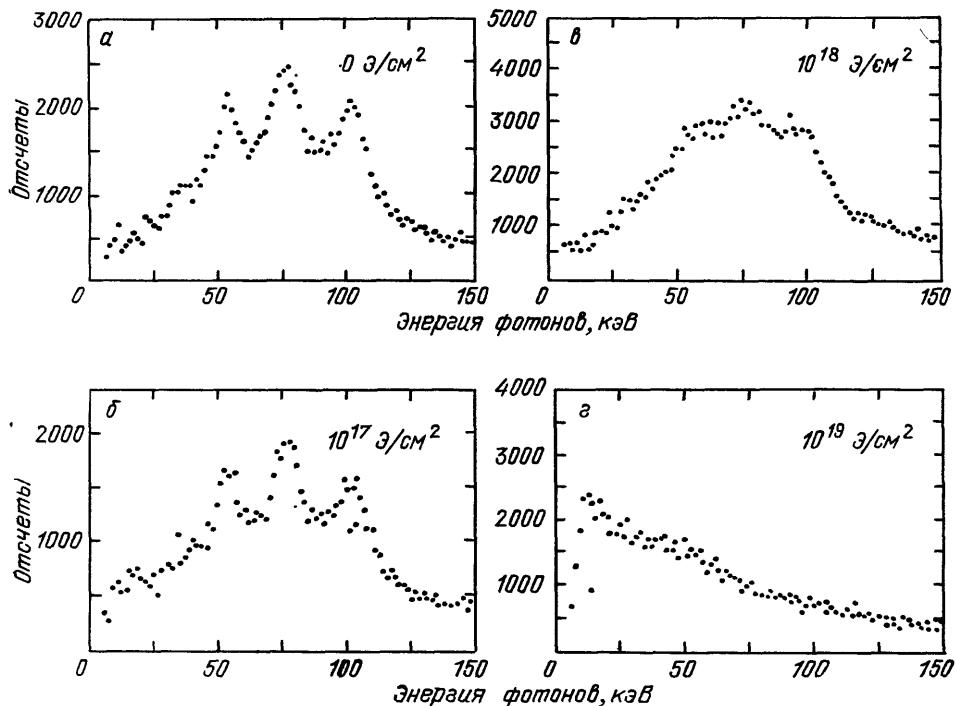


Рис. 9. Спектры излучения электронов с энергией 54 МэВ в монокристалле LiF после облучений электронами с дозой 0 (а), 10^{17} эл/см² (б), 10^{18} эл/см² (γ) и 10^{19} эл/см² (δ)¹⁴

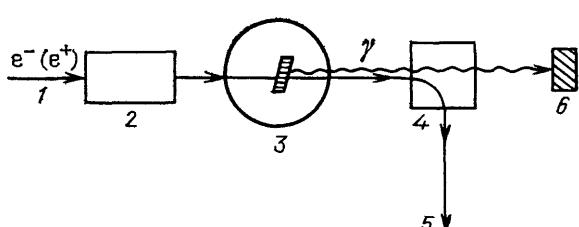
Деградация спектра излучения позволяет оценить как степень поврежденности кристалла, так и границы применения метода в качестве неразрушающего метода исследования свойств кристаллов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА. СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ МЕТОДАМИ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ

Для исследования кристаллов с помощью спектроскопии излучения канализированных частиц могут быть использованы слаботочные электронные ускорители, дающие пучки частиц с энергиями от нескольких МэВ до десятков МэВ. Такими ускорителями могут служить ускорители Ван-де-Граафа, линейные ускорители, микротроны. Типичная схема эксперимента по

Рис. 10. Схемы эксперимента по исследованию спектроскопии излучения канализированных частиц.

1 — ускоритель электронов (или позитронов), 2 — система формирования пучка, 3 — трехосный гониометр с кристаллом, 4 — поворотный магнит, 5 — «могильник» для заряженных частиц, 6 — детектор рентгеновского излучения



исследованию спектроскопии излучения канализированных частиц приведена на рис. 10. Электронный пучок от ускорителя 1 поступает в систему формирования 2, состоящую из квадрупольных линз и коллиматоров поглощения, и далее попадает на исследуемый кристалл, помещенный в трехосный гониометр 3. После прохождения кристалла пучок частиц отклоняется поворот-

ным магнитом 4 в магнитник 5. Излучение канализированных частиц, очищенное от заряженной компоненты, попадает на рентгеновский детектор 6. Исследования кристалла с помощью позитронного пучка проводится аналогично, с той лишь разницей, что позитроны получаются конвертированием электронного пучка. По данным работы ¹⁴, при токах 10^{-13} А нагрев кристалла с толщиной 20 мкм не превышает $2 \cdot 10^{-4}$ К при учете лишь охлаждения за счет излучения, что значительно облегчает проведение экспериментов.

Сопоставим рассматриваемый метод исследования кристаллов с другими, уже ставшими традиционными методами.

Сравнение характерных особенностей таких методов исследования твердого тела, как электронная микроскопия, рентгеновская дифракция и обратное резерфордовское рассеяние ионов, с излучением канализированных частиц приведено в таблице ¹⁴. Из таблицы видно, что перечисленные в ней методы

Сравнение ряда методов исследования кристаллов¹⁴

	Электронная микроскопия	Канализование ионов	Рентгеновская дифракция	Излучение при канализации
1. Полученные характеристики объектов	Фотография с высоким разрешением	Идентификация и местоположение атомов примеси	Исследование объемных свойств, межатомные расстояния, амплитуда колебаний атомов	Исследование объемных свойств: кристаллический потенциал, амплитуда колебаний атомов
2. Толщина образца	Не более $\sim 1,0$ мкм	Не более $\sim 1,0$ мкм	Могут использовать толстые образцы	От 1 мкм до ~ 1 мм
3. Способ получения информации	Используются электроны с энергией до МэВ	Положительно заряженные ионы с энергией от ~ 1 кэВ до ~ 1 МэВ	Информация получается по интенсивности дифрагированной волны	Информация получается по характеристикам излучения электронов и позитронов с энергиями от 1,0 МэВ до 10 ГэВ
4. Особенности методов	Объект может быть поврежден			Электроны и позитроны являются различными средствами исследования

исследования кристаллов взаимно дополняют друг друга. Поэтому исследование кристаллов по излучению канализированных частиц позволяет расширить круг объектов исследования и получать более полную информацию об их свойствах.

4. ФОТОЯДЕРНЫЙ АНАЛИЗ ВЕЩЕСТВА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Использование излучения канализированных частиц значительно расширяет возможности такого метода исследования материалов, как фотоядерный анализ вещества (ФАВ). ФАВ основан на ядерных реакциях (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, p) , когда жесткие фотонны возбуждают реакции с выходом нейтронов и протонов. Среди большого числа методов элементного анализа ФАВ выделяется большой селективностью и чувствительностью (10^{-5} — $10^{-6}\%$) ⁴¹. В качестве источника фотонов для ФАВ в настоящее время используется тормозное излучение электронов с энергиями 10—30 МэВ ⁴¹. Важной характеристикой источника фотонов в рассматриваемом случае является спектральная яркость излучения. Сравнительный анализ спектральной яркости тормозного излучения электронов с энергией $E = 9$ МэВ на аморфной мишени

и излучения канализированных электронов с энергией 900 МэВ⁴⁴ показывает, что яркость тормозного излучения в графите составляет

$$\frac{\Delta E}{\Delta \Omega} = 6 \text{ МэВ/ср.}$$

тогда как для излучения канализированных частиц в осевом канале $\langle 100 \rangle$ алмаза⁴⁴

$$\frac{\Delta E}{\Delta \Omega} = 2,0 \cdot 10^6 \text{ МэВ/ср.}$$

Таким образом, при одной и той же средней мощности ускорителя, увеличив энергию электронов в 100 раз, можно получить выигрыш в яркости излучения почти в 4000 раз, если использовать излучение канализированных частиц. Число фотонов, приходящееся на один электрон, в последнем случае составляет для $E = 900$ МэВ $\Delta N_\Phi = 1,2 \cdot 10^{-3}$ фот/эл в 0,5 МэВ интервале. Эти фотоны излучаются в угол $6 \cdot 10^{-4}$ радиан. Количество фотонов, излучаемых при тормозном излучении электроном с $E = 30$ МэВ в том же угловом и энергетическом интервале, равно $\Delta N_\Phi = 4,2 \cdot 10^{-8}$ фот/эл. Другим достоинством излучения канализированных частиц в применении для ФАВ является возможность управления максимумом энергетической плотности в спектре излучения, который можно сдвигать в область гигантского резонанса фотоядерных реакций, увеличивая выход фотонейтронов или фотопротонов, что повышает чувствительность метода.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектроскопия излучения канализированных частиц является новым методом исследования свойств кристаллов. Важной особенностью метода, как и исследования положения атомов в решетке по ориентированным зависимостям выхода характеристического рентгеновского излучения, возбуждаемого канализированными электронами^{42,43}, является локализация релятивистских электронов или позитронов вблизи определенных атомных плоскостей или цепочек. Поэтому в отличие от дифракционных методов спектр излучения канализированных частиц несет «прямую» информацию о кристаллическом потенциале. Несмотря на то, что исследования излучения канализированных частиц начались всего 8 лет назад, результаты, накопленные к настоящему времени, показывают, что спектры излучения канализированных электронов и позитронов начали широко использоваться для нахождения дебаевской температуры кристаллов, уточнения кристаллического потенциала, определения плотности электронов вблизи кристаллических цепочек и плоскостей, исследования различных примесей в кристаллах, а также исследования сверхструктур и сложных кристаллов. Кроме того, метод позволяет исследовать корреляцию тепловых колебаний атомов в решетке и радиационные дефекты, возникающие в кристалле под воздействием бомбардировки заряженными частицами.

Для успешного применения метода необходимы источники релятивистских электронов с энергиями 4—50 МэВ. В настоящее время подавляющее большинство экспериментальных работ выполнено в зарубежных лабораториях. Развитие аналогичных исследований в СССР сдерживается дефицитом источников релятивистских электронов в указанном энергетическом диапазоне. Поэтому дальнейший прогресс в развитии исследований кристаллов с помощью спектроскопии излучения канализированных частиц непосредственно связан с вводом в действие ускорителей электронов с энергиями 4—50 МэВ с малой расходностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Линдхард И.//УФН. 1969. Т. 99. С. 249.
2. Кимаков М. А.//Phys. Lett. Ser. A. 1976. V. 57. P. 17.
3. Мирошниченко И. И., Мерри Дж., Авакян Р. О., Фигут Т. Х.//Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 786.
4. Alguard J., Swent R. L., Pantell R. H., Bergman B. L., Bloom S. D., Datz S.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1148.
5. Wedell R.//Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1980. V. 99. P. 41.
6. Beloshitsky V. V., Комаго F. F.//Phys. Rept. 1982. V. 93. P. 117.
7. Ахиезер А. И., Шульга Н. Ф.//УФН. 1982. Т. 137. С. 561.
8. Базылев В. А., Жеваго Н. К.//Ibidem. С. 605.
9. Озук Е.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами.— М.: Мир, 1985.
10. Кумахов М. А. Излучение канализированных частиц в кристаллах.— М.: Энергоатомиздат, 1986.
11. Coherent Radiation Sources/Eds A. W. Sáenz, H. Überall.— Berlin; Heidelberg; New York; Tokyo: Springer-Verlag, 1985.— (Topics in Current Physics. V. 38).
12. Carrigan D., Ellison J.//CERN Courier. 1986. V. 26. No. 10. P. 25.
13. Klein R. K., Kephart J. O., Pantell R. H., Park H., Bergman B. L., Swent R. L., Datz S., Fearick R. W.//Phys. Rev. Ser. B. 1985. V. 31. P. 68.
14. Pantell R. H., Kephart J. O.//Relativistic Channeling/Eds R. A. Carrigan, Jr., J. A. Ellison—New York: Plenum Press, 1987.— P. 454. Charged Particle Channeling and Radiation.— Villa-Del-Mare, Italy, 1986.— P. 2.
15. Molière G.//Zs. Naturforsch., 1947. Bd 2a. S. 133.
16. Doyle P. A., Turner P. S.//Acta Crystallogr. Ser. A. 1968. V. 24. P. 390.
17. Andersen J. U., Bonderup E., Laegsgaard E., Marsh B. B., Sørensen A. H.//Nucl. Instrum. and Meth. 1982. V. 194. P. 209.
18. Andersen J. U., Bonderup E., Laegsgaard E., Sørensen A. H.//Phys. Scripta. 1983. V. 28. P. 308.
19. Andersen J. U., Laegsgaard E., Sørensen A. H.//Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. Ser. B. 1984. V. 2. P. 63.
20. Berman B. L., Dahling B. A., Datz S., Kephart J. O., Klein R. K., Pantell R. H., Park H.//Ibidem. 1985. V. 10/11. P. 611.
21. Batterman B. W., Chipman D. R.//Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 690.
22. Neilsen O. H., Weber W.//J. Phys. Ser. C. 1980. V. 13. P. 2499.
23. Pietsch U., Tsirelson V. G., Ozerov R. P.//Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1986. V. 137. P. 441.
24. Price P. F., Moslen E. N.//Acta Crystallogr. Ser. A. 1978. V. 34. P. 173.
25. Andersen J. U., Datz S., Laegsgaard E., Selischkoop J. P. E., Sørensen A. H.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 215.
26. Datz S., Fearick R. W., Park H., Pantell R. H., Swent R. L., Kephart J. O., Berman B. L.//Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Ser. B. 1984. V. 2. P. 74.
27. Pathak A. P., Balagari P. K. L.//J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 955.
28. Pathak A. P., Balagari P. K. J.//Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1986. V. 134. P. 115.
29. Pathak A. P.//Rad. Effects. 1986. V. 100. P. 105.
30. Рудько В. Н.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1676.
31. Боровик А. С., Малышевский В. С., Шипатов Э. И.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1997.
32. Glebov V. I., Ognev L. I.//Rad. Effects. 1985. V. 91. P. 297.
33. Swent R. L., Pantell R. H., Park H. et al.//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 29. P. 52.
34. Bergman B. L. et al.//Bull. Am. Phys. Soc. 1985. V. 30. P. 373.
35. Огнев Л. И.//Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 67.
36. Базылев В. А., Головизин В. В.//Препринт ИАЭ-3808/1.— Москва, 1983.
37. Park H., Kephart J. O. et al.//Bull. Am. Phys. Soc. 1985. V. 30. P. 374.
38. Strauss M., Amendt P., Rahman H. U., Rostoker N.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 406.
39. Amendt P., Strauss M. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 33. P. 839.
40. Datz S., Berman B. L. et al.//Bull. Am. Phys. Soc. 1985. V. 30. P. 373.
41. Бурмистенко Ю. Н. Фотоядерный анализ состава веществ.— М., Энергоатомиздат, 1986.
42. Tafto J.//Zs. Naturforsch. 1979. Bd 34a. S. 452.
43. Кораблев В. В., Румянцев В. В., Дубов В. В., Блехер Б. Э., Брытов И. А.//ФТТ, 1986. Т. 28. С. 2196.
44. Adischhev Yu. N. et al.//Rad. Effects. 1985. V. 91. P. 225.