

Г Л А В А II

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДЕКАНАЛИЗОВАНИЯ ИОНОВ ГЕЛИЯ В КРИСТАЛЛЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ.

3.11.1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА. ИСТОЧНИК ИОНОВ И КАМЕРА РАССЕЯНИЯ.

Экспериментальные исследования были выполнены на электро-статическом ускорителе Ван-де-Граафа типа ЭСТ-2,5 ИИИ ядерной физики при Томском политехническом институте. Ускоритель позволял получать моноэнергетические 99,9% пучки ионов гелия с энергией 1,8 МэВ. Максимальное значение тока пучка ионов гелия достигало 20 мкА. Пучок ускоренных ионов гелия формировался трактом коллимации и падал на образец, укрепленный в держателе гониометрического устройства, установленного в камере рассеяния, как это показано на рис. 12. Угловая расходимость частиц в пучке не превышала $0,03^\circ$ для $E = 1,8$ МэВ и диаметре отверстий задающих диафрагм, равных $1 \times 0,5$ мм. В тракте коллимации было установлено устройство, позволяющее проводить в камеру рассеяния пучок света от газового лазера ЛГ-78, с помощью которого осуществлялась юстировка камеры рассеяния и предварительная ориентация мишени. Гониометрическое устройство позволяло осуществлять плоскопараллельный перенос образцов, размещенных на многопозиционном диске, и производить наклон относительно вертикальной оси и пучка с шагом $0,002^\circ$ и

$0,004^\circ$, соответственно. Привод гониометра осуществлялся через систему червячных пар с помощью реверсивных шаговых двигателей. Блок управления шаговыми двигателями позволял производить дистанционно наклон, плоскопараллельный перенос и поворот многопозиционного диска с мишенями. В камере рассеяния также размещены (см. рис. 13): детектор для регистрации рассеянных частиц; дистанционно управляемое устройство для перемещения спектрометрического источника α - частиц; устройство мониторингирования пучка частиц. Вакуум в камере рассеяния поддерживался на уровне 10^{-6} Торр. с помощью магниторазрядного насоса типа "НОРД-250". Предварительное разряжение в камере рассеяния создавалось с помощью диффузионного насоса. Регистрация рассеянных ионов осуществлялась поверхностью-барьерным кремниевым детектором, сигнал с которого подавался на выход программируемого анализатора IN - 96В. Детектор рассеянных частиц устанавливался под углом 165° к направлению падения пучка. Энергетическое разрешение спектрометрического тракта составляло 30 кэВ. Мониторингирование пучка ионов галлия осуществлялось по величине выхода частиц, рассеянных комбинационной мишенью (алюминиевая подложка с тонким слоем золота на поверхности), периодически перекрывающей пучок. Рассеянные ионы регистрировались поверхностью-барьерным кремниевым детектором. Точность мониторингирования не хуже 3%.

3.11.2. МЕТОДИКА ПРИГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ.

Измерения были выполнены на монокристаллических образцах арсенида галлия с ориентацией $\langle 100 \rangle$. Методика приготовления образцов заключалась в следующем. Монокристаллический слиток разрезался перпендикулярно главным кристаллографическим нап -

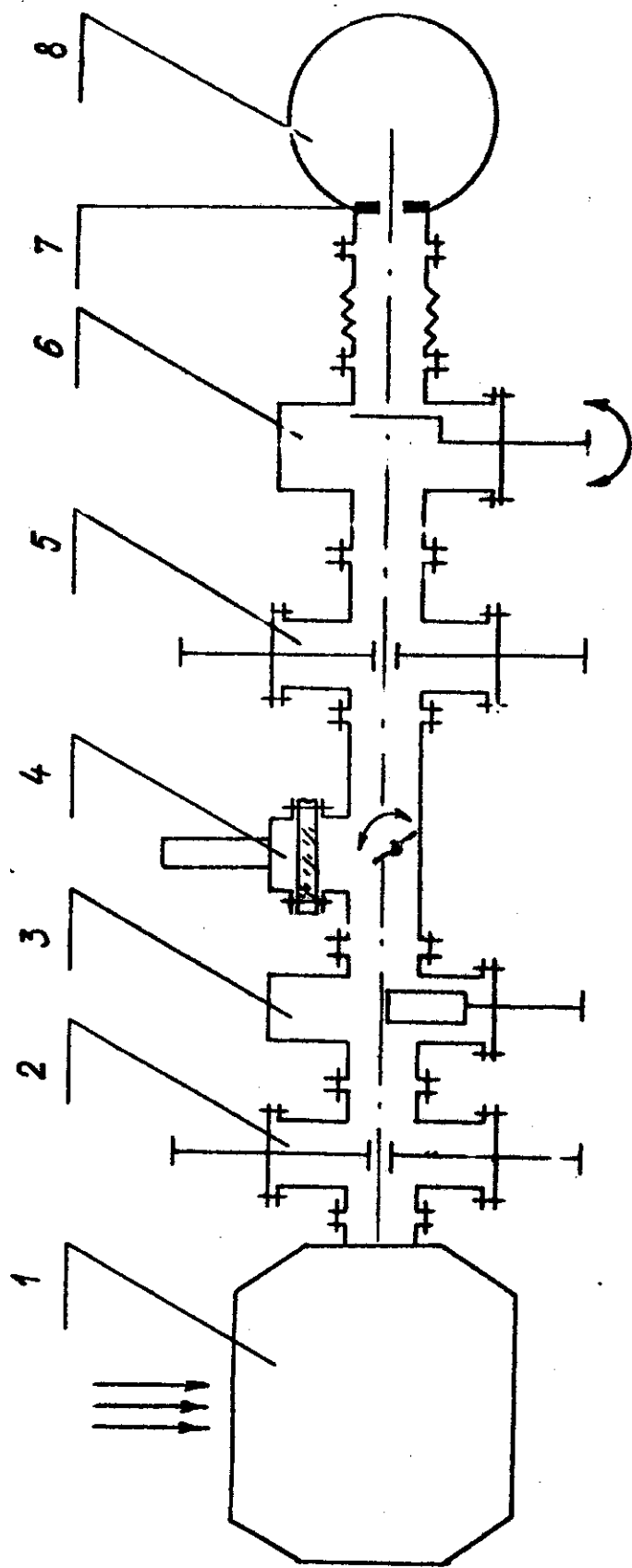


Рис. 12. Схема разделения узлов экспериментальной установки: 1 - поворотный анализирующий магнит; 2, 5, 7 - коллиматор; 3 - вакуумный затвор; 4 - блок проводки лазерного луча; 6 - лимниофор; 8 - камера рассеяния.

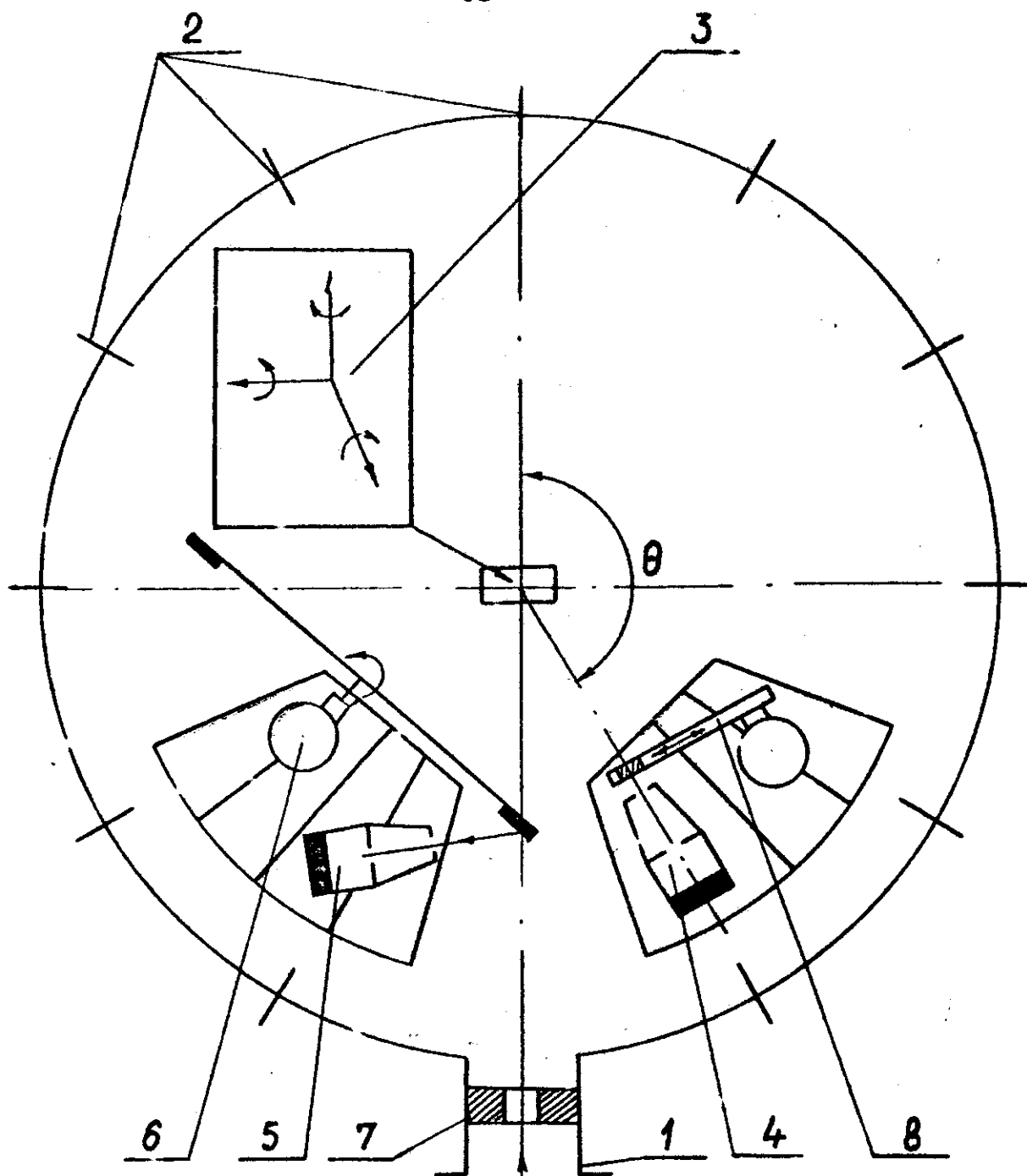


Рис. 13. Структурная схема камеры рассеяния: 1 - канал ионо-провода; 2 - окна в камере; 3 - гониометр; 4 - де-тектор спектрометрического тракта; 5 - детектор мо-ниорного тракта; 6 - устройство мониторинга; 7 - коллиматор; 8 - устройство дистанционного ввода и вывода спектрометрического альфа - источника из зоны детектора.

равления. Разориентация плоскости среза относительно кристаллографического направления была не более 15 угловых минут, что определялось с помощью установки для рентгеноструктурного анализа. Пластины шлифовались на плоскошлифовальном станке КЗА-910 порошком MgO с размером зерен до 3 мкм, и затем подвергались химическому травлению в растворе $NaOH$, H_2O_2 и H_2O . Зеркальная поверхность образцов позволяла производить предварительную ориентацию монокристаллической мишени с помощью луча света газового лазера ЛГ-78. На установке ИЛУ-1 в геометрии, исключавшей влияние эффекта каналирования, образцы легировались ионами серы с энергией 100 кэВ до дозы $1 \cdot 10^{15}$ ионов/см² при комнатной температуре подложки. Отжиг образцов арсенида галлия проводился в потоке водорода в течение 15 мин. при температуре 300°, 500°, 700°C под пленкой SiO_2 .

3.11.3. ГЕОМЕТРИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА.

Энергетические спектры рассеянных частиц несут информацию о глубине, на которой частицы испытали рассеяние на большой угол. Регистрируемая детектором энергии рассеянных частиц E_2 зависит от глубины l , на которой произошло рассеяние, следующим образом [94]

$$E_2(e) = k^2 E - k^2 \int_0^{l/\cos\theta_1} \tilde{N}_{in} dx - \int_0^{l/\cos\theta_2} S_{out} dx,$$

(II.1)

где k^2 - кинематический фактор

$$k^2 = \left(\frac{M_1 \cos \theta + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}}{M_1 + M_2} \right)^2;$$

M_1, M_2 - массы частицы и атома мишени; $\theta + \theta_1 + \theta_2 = \pi$.
Углы θ_1 и θ_2 , определяющие геометрию эксперимента, указаны на рис. 14.

Тормозные способности S_{in} и S_{out} являются сложной функцией энергии иона. Тем не менее, в приповерхностной области глубин проникновения, достаточно хорошим приближением является случай постоянных значений тормозных способностей

$$E_2 \approx k^2 E - e \left[k^2 S(E) + S(k^2 E) / \cos \theta_2 \right] \quad (11.2)$$

Энергетические спектры ионов гелия ($E = 1,8 \text{ МэВ}$), обраторассеянных на угол 165° монокристаллом арсенида галлия, представлены на рис. 15. Энергетическое разрешение спектриметрического тракта составляло 30 кэВ, а значение энергетической ширины канала $\delta E = 3 \text{ кэВ/канал}$. Кинематический фактор упругого рассеяния ионов гелия на ядрах с массой германия для угла рассеяния 165° составил $k^2 = 0,8049$. Значения тормозных способностей $S_{in}(E)$ и $S_{out}(k^2 E)$ ионов гелия с энергией $E = 1,8 \text{ МэВ}$ в кристалле арсенида галлия равны между собой $S_{in}(E) \approx S_{out}(k^2 E) = N \cdot 697 \text{ эВ \AA}^2 / \text{атом}$. Значение атомной плотности арсенида галлия $N = 4,5 \cdot 10^{22} \text{ атом/\AA}^3$ взято из [95]. Выход ионов гелия, рассеянных поверхностью кристалла арсенида галлия соответствует 345 каналу. В данной геометрии эксперимента, цена канала шкалы анализатора в ангстремах составляла $\delta l = 63,17 \text{ \AA/канал}$.

3.12.1. МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ ГЕЛИЯ В ОСЕВОМ $\langle 100 \rangle$ КАНАЛЕ КРИСТАЛЛА АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ.

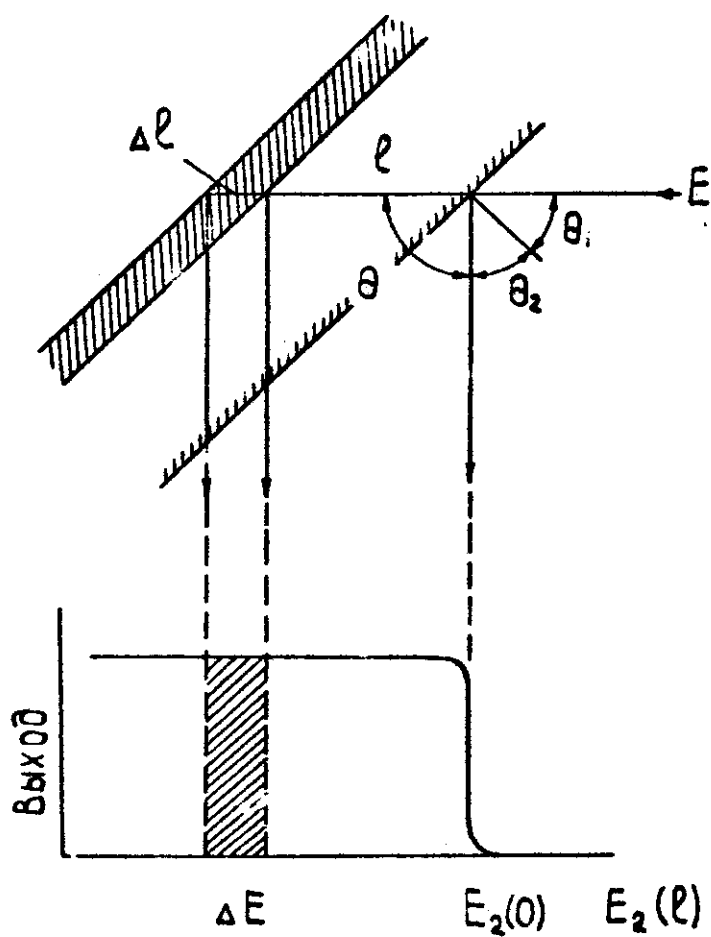


Рис. 14. Геометрия эксперимента и схематическое изображение энергетического спектра рассеянных частиц.

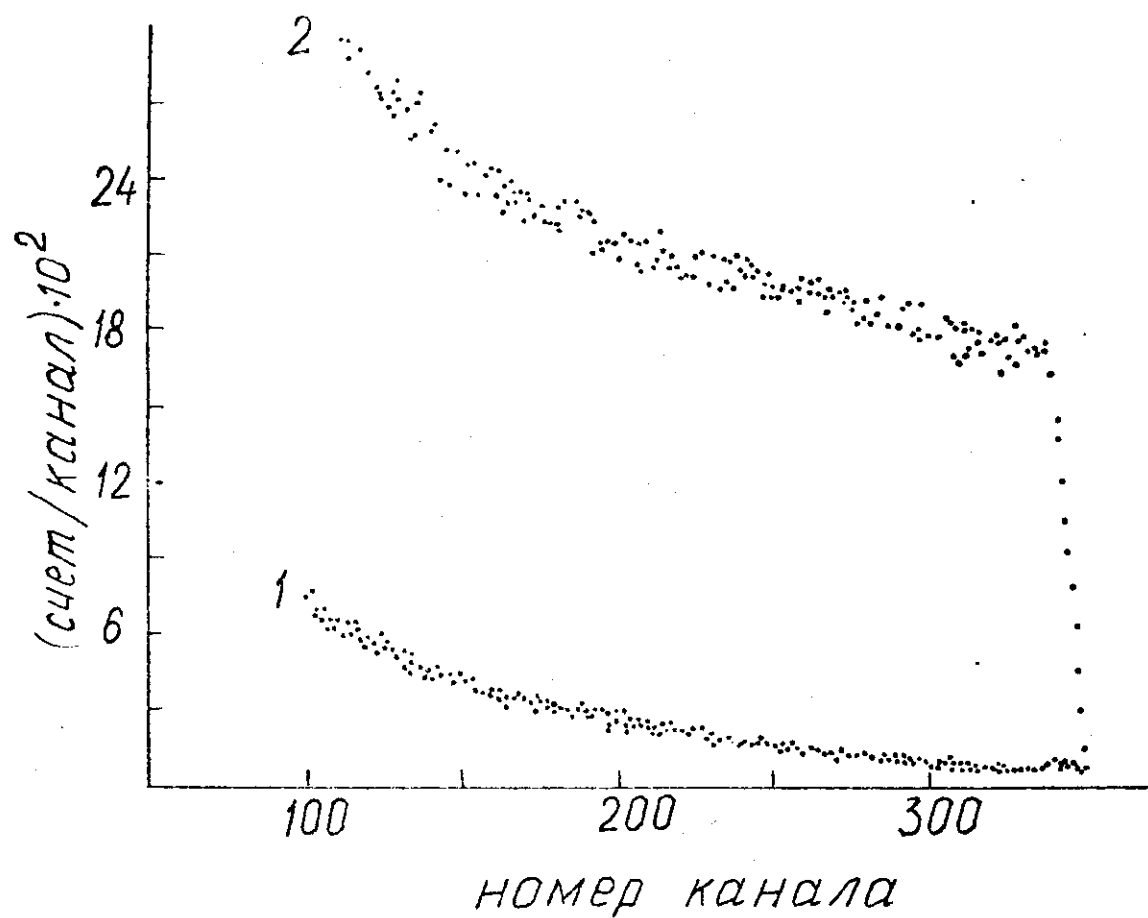


Рис. 15. Осевой -- 1 и хаотический -- 2 спектры ионов гелия, рассеянных кристаллом арсенида галлия с ориентацией $\langle 100 \rangle$.

Исследование процесса многократного рассеяния каналированных ионов в бездефектном кристалле является необходимым условием проверки развитой ныне теории. Нормированный выход деканализированных ионов построен путем деления осевого спектра на хаотический. Значения тормозных способностей для канализованного и хаотического случая движения частиц были взяты равными между собой. Это приближение приводит к несколько заниженным значениям концентрации рассеивающих центров кристалла. Анализ нормированного выхода деканализированных ионов выполнен с помощью функции деканализирования (8.3а)

$$\chi(e) = (1 + \varepsilon_D^{-1}) \exp(-\varepsilon_D^{-1}) \quad (12.1)$$

Легко видеть, что процедура восстановления приведенной тепловой энергии ε_D как функции номера канала (глубины проникновения каналированных ионов) сводится к решению трансцендентного уравнения (12.1).

На рис. 16. представлены значения нормированного выхода и приведенной тепловой энергии для каналированных в $\langle 100 \rangle$ осевом канале кристалла арсенида галлия ионов гелия. Видно, что восстановленные значения приведенной тепловой энергии $\varepsilon_D = e / e_1$ возрастают прямо пропорционально глубине проникновения, что хорошо согласуется с представлением о равномерном распределении рассеивающих центров бездефектного кристалла (электроны, тепловые колебания атомов и т.д.). Средняя скорость возрастания приведенной тепловой энергии

$$(d\varepsilon_D / de) = 1.2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1} \quad (12.2)$$

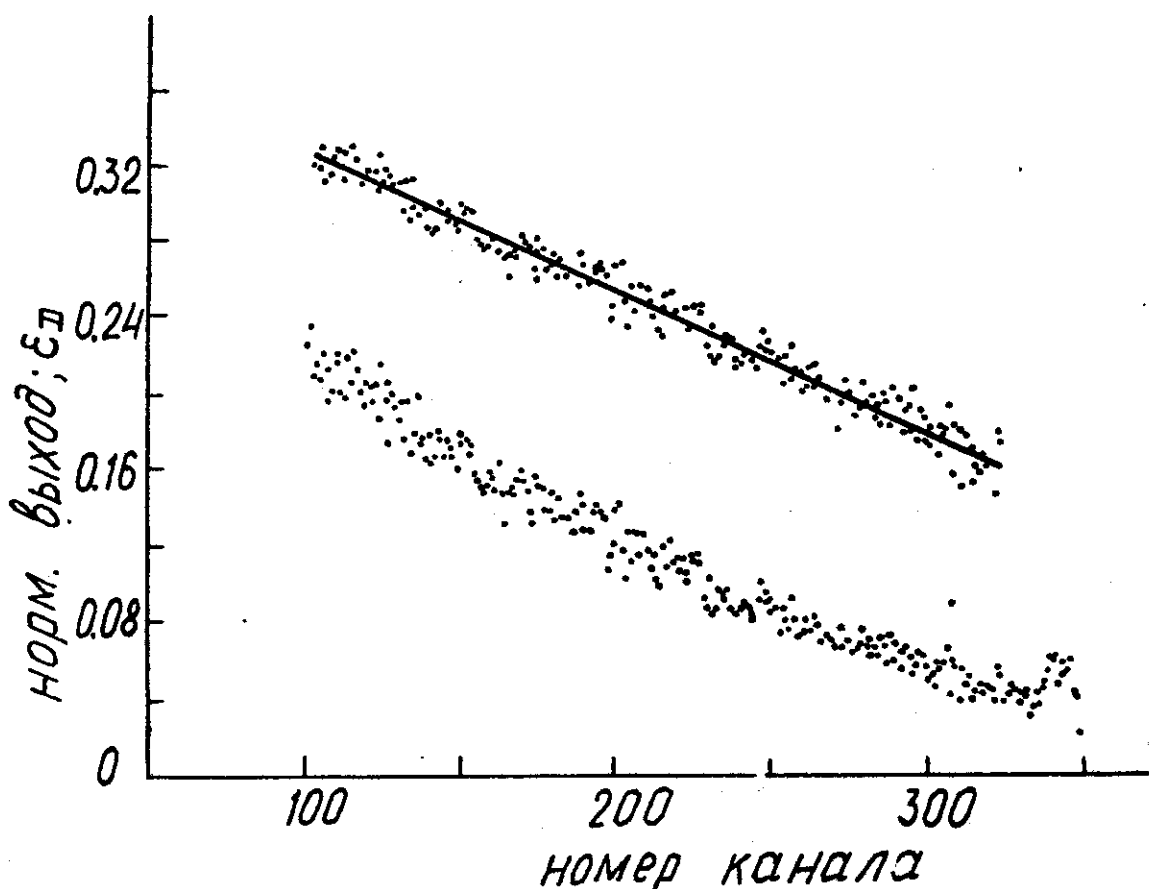


Рис. 16. Значения приведенной тепловой энергии (ПТЭ) восстановлены по значениям нормированного выхода. Сплошная линия - результат аппроксимации ПТЭ с помощью метода наименьших квадратов [96] .

больше теоретической оценки учитывающей процесс многократного рассеяния на электронах.

$$(d\varepsilon_e/de) = 1.6 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$$

(I2.3)

Максимальное значение усредненного по тепловым колебаниям непрерывного потенциала атомного ряда $V_{R\approx} = 342,7$ эВ вычислено по формуле (I.10). Полагая, что превышение средней скорости возрастания приведенной тепловой энергии вызвано процессом многократного рассеяния на смещенных атомах кристалла, оценим их относительную концентрацию G с помощью соотношения

$$\frac{d\varepsilon_D}{de} = \left(1 + 2 Z_2 \frac{b_n}{b_e} G \right) \frac{d\varepsilon_e}{de},$$

(I2.4)

Значения ядерного и ионизационного логарифма равны, соответственно, $b_n = 5,865$ и $b_e = 1,126$. Величина относительной концентрации смещенных атомов кристалла $G \approx 2,2\%$ хорошо коррелирует с вероятностью обнаружения тепловых колебаний атома вне узла кристаллической решетки. Таким образом, многократное рассеяние ионов галлия на тепловых колебаниях атомов кристалла арсенида галлия является определяющим фактором процесса деканализирования.

3.13.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ, ОБЛУЧЕННОГО ИОНАМИ СЕРЫ.

Эффект каналирования широко используется в исследованиях

динамики различного рода воздействий на совершенство кристаллической структуры. Рассмотрим влияние термического отжига на структуру кристалла арсенида галлия, облученного ионами серы [97]. Функцию деканализирования заряженных частиц (8.3а) дополним членом учитывающим прямое рассеяние, который запишем в приближении (10.2)

$$\chi(e) = c(e) + [1 - c(e)] \left(1 + 1/\varepsilon_D \right) \exp(-1/\varepsilon_D)$$

(13.1)

Восстановление профиля концентрации дефектов с помощью функции деканализирования (13.1) производится с учетом вклада концентрации рассеивающих центров бездефектного кристалла.

Облучение арсенида галлия ионами серы приводит к появлению пика нарушений в осевом спектре, который представлен на рис. 17. Пик радиационных нарушений в осевом спектре достигает значений хаотического спектра в слое толщиной $\sim 0,1$ мм, образуя полностью разупорядоченную область. Нами обнаружено увеличение дефектности кристалла за пиком радиационных нарушений, которое в настоящее время интенсивно исследуется косвенными методами [47-56]. Следует отметить, что конечная величина статистического разброса выхода деканализированных ионов ограничивает предел обнаружения профиля концентрации дефектов в кристалле, как это хорошо видно на рис. 18. Термический отжиг арсенида галлия приводит к уменьшению концентрации дефектов в пике радиационных нарушений, максимум распределения которого смещается к поверхности кристалла (см. рис. 19). Наблюдаемое уменьшение концентрации дефектов можно объяснить процессом эпитаксиальной рекристаллизации. Полный отжиг дефектов в раз-

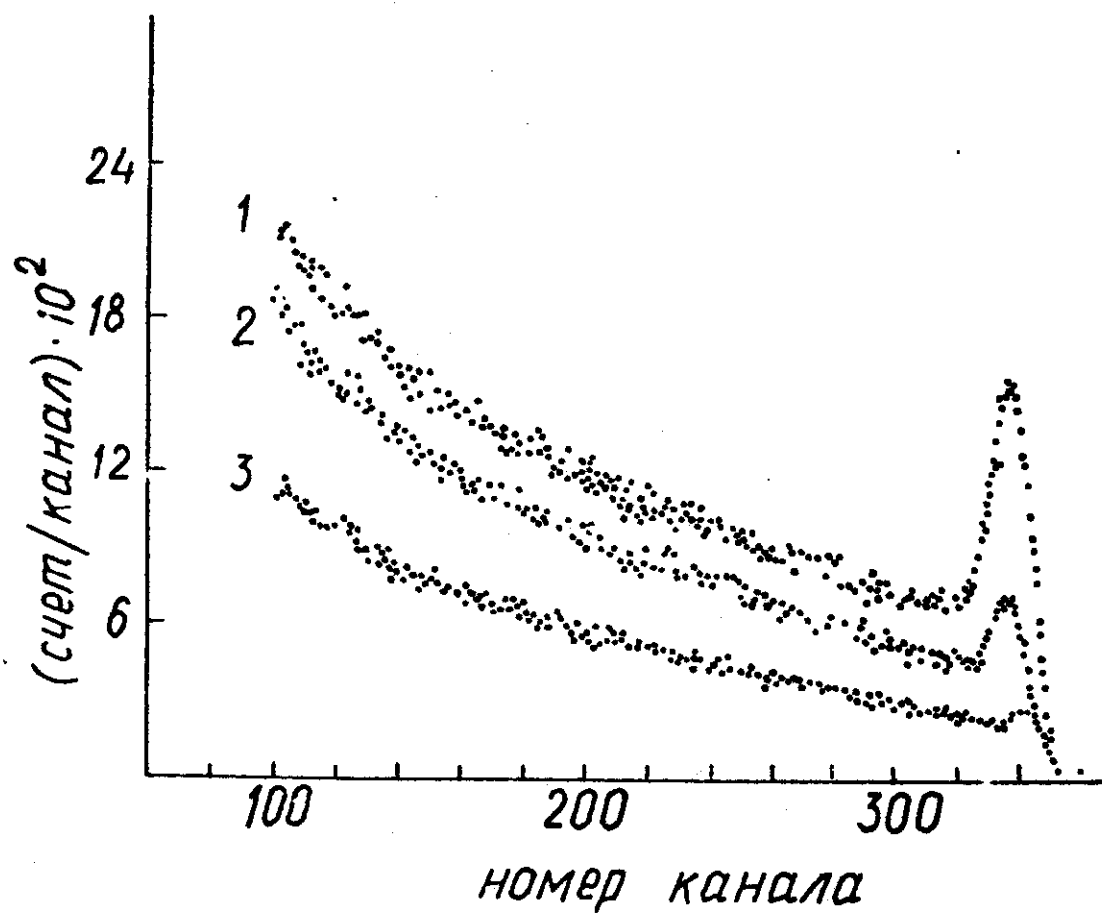


Рис. 17. Осевые спектры ионов гелия, рассеянных кристаллом арсенида галлия, облученного ионами серы - I с последующим термическим отжигом: 2 - 300°C; 3 - 500°C.

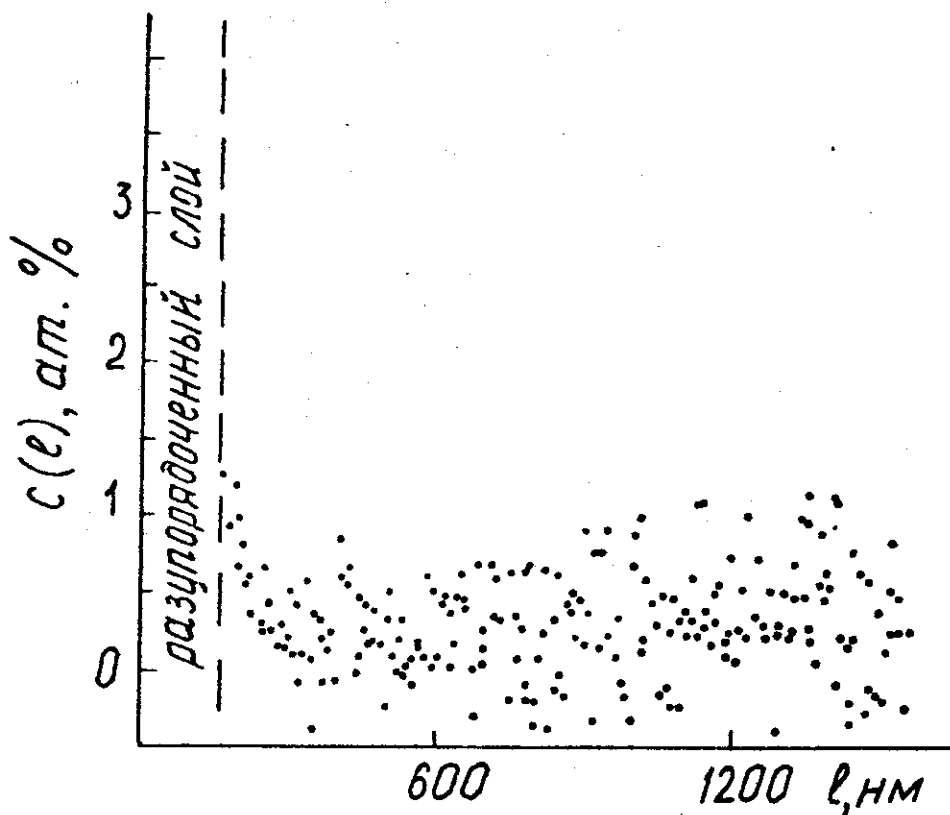


Рис. 18. Профиль дефектов кристаллов арсенида галлия, облученного ионами серы, за полностью разупорядоченным пиком радиационных нарушений - I.

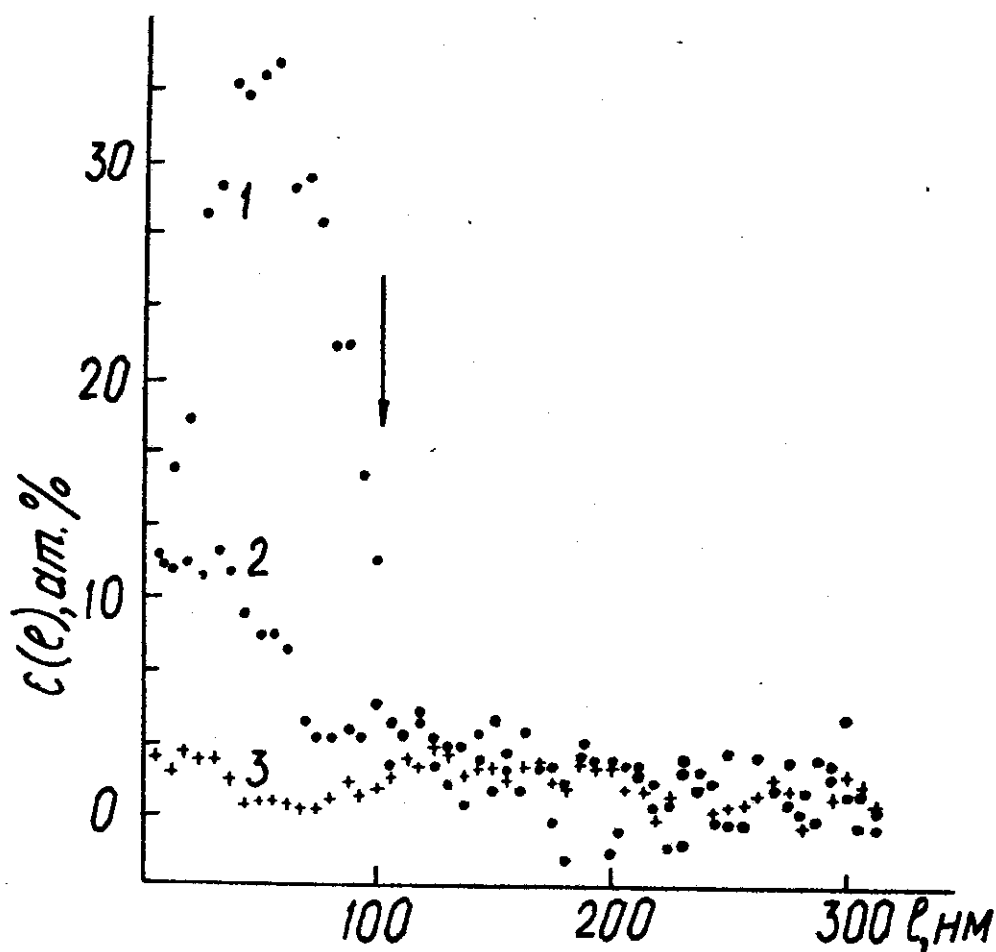


Рис. 19. Профиль концентрации дефектов кристалла арсенида галлия с внедренными ионами серы в зависимости от температуры отжига: 1 - 300°C; 2 - 500°C; 3 - 700°C.

упорядоченном слое достигается при температуре $\sim 700^{\circ}\text{C}$. Граница раздела полностью разупорядоченного слоя является началом "хвоста" радиационных дефектов в объеме кристалла.

Средняя скорость возрастания интегрального содержания дефектов в объеме кристалла арсенида галлия не зависит от температуры отжига (см. рис. 20). Известно [57], что возможным типом дефекта в этом случае является дислокация. Резкое увеличение выхода деканализированных ионов, рассеянных кристаллом арсенида галлия ($T = 700^{\circ}\text{C}$) на границе раздела (см. рис. 21), подтверждает это предположение, так как наличие "ступеньки" в осевом спектре является необходимым условием известного метода наблюдения дислокаций [58-61]:

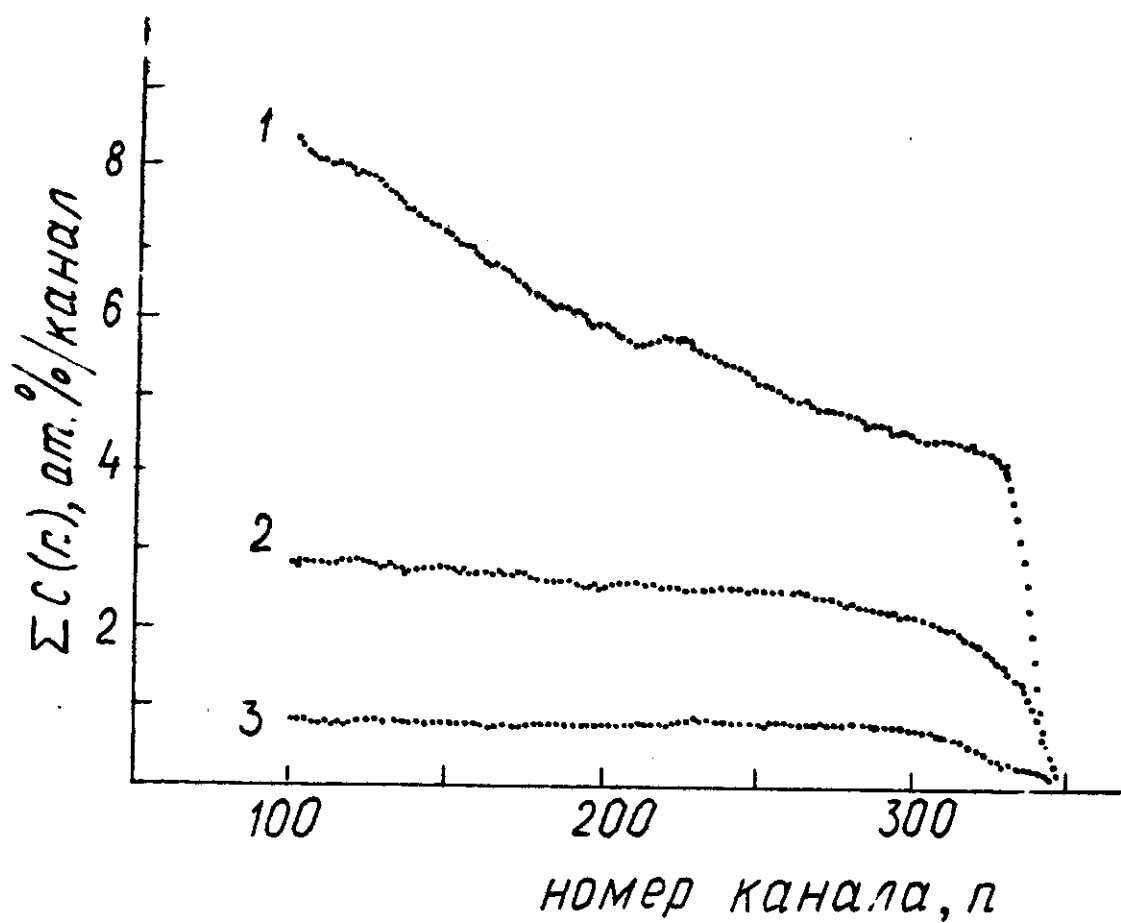


Рис. 20. Интегральное распределение концентрации дефектов в зависимости от температуры отжига: 1 - 300°C; 2 - 500°C; 3 - 700°C.

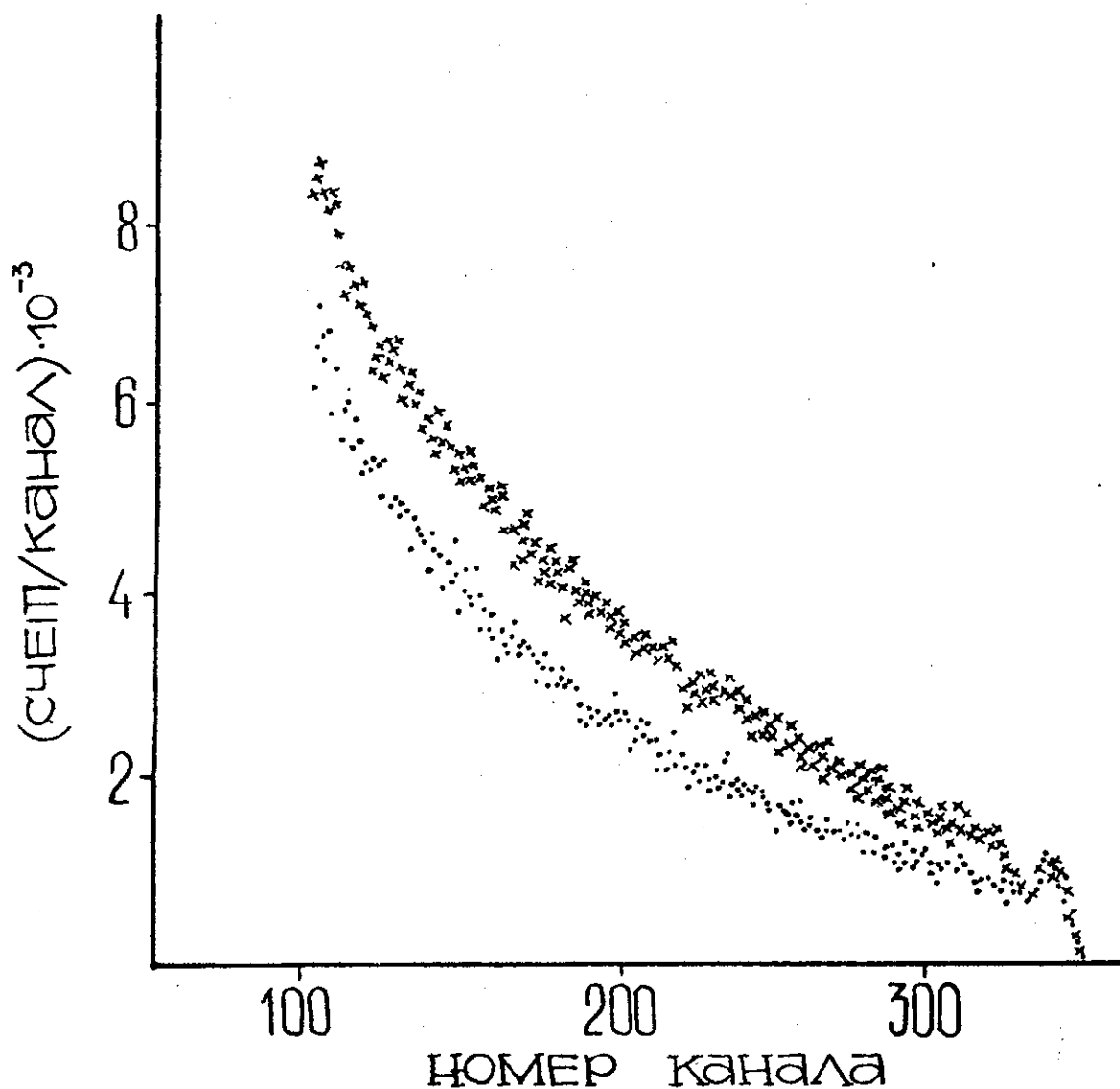


Рис. 2Г. Термический отжиг (750°C) кристалла арсенида галлия с внедренными ионами серы привел к образованию "ступеньки" в осевом спектре ионного галлия. Точками обозначен осевой спектр бездефектного кристалла.