

12
488



А. А. Александров, Н. С. Медведев,
Ю. В. Пятков, А. И. Слюсаренко,
А. Н. Шеметов, И. А. Шляпина

072-86

17
488

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА
КАНАЛИРОВАНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
В КРЕМНИЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ**

МОСКВА 1986

Министерство высшего и среднего специального
образования СССР

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

А.А.Александров, Н.С.Медведева, Ю.В.Пятков,
А.И.Слюсаренко, А.Н.Шеметов, И.А.Шляпина

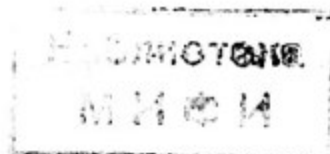
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА КАНАЛИРОВАНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
В КРЕМНИЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ

Препринт 072-86

БИБЛИОТЕЧНЫЙ
ФОНД
ИИФУ МИФИ

Утверждено
редсоветом института

Москва 1986



УДК 539.4.05 + 539.1.07

Александров А.А., Медведева Н.С., Пятков Ю.В., Слюсаренко А.И.,
Шеметов А.Н., Шляпина И.А.

Исследование эффекта каналирования осколков деления в кремниевых полупроводниковых детекторах. - М.: Препринт/МИФИ, 072-86, 1986.-24с.

Представлены экспериментальные результаты исследования эффекта каналирования осколков деления тяжелых ядер в кремниевых полупроводниковых детекторах. Рассмотрена качественная модель прохождения осколков деления в режиме каналирования. На основании анализа полученных результатов сделан вывод о существовании дополнительного канала потерь заряда, созданного тяжелым ионом - захват носителей заряда на глубокие центры, созданные самим ионом в конце пробега.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование эффекта каналирования тяжелых ионов в полупроводниковых детекторах ППД представляет несомненный интерес как с точки зрения исследования характеристик процесса взаимодействия многозарядного иона с твердым телом, так и с точки зрения его использования для улучшения энергетического разрешения детекторов тяжелых ионов. Как показано в работе [1], при использовании эффекта каналирования может быть получено энергетическое разрешение $\lesssim 0,5\%$ для тяжелых ионов в области энергий и масс осколков деления, что недостижимо при обычной методике регистрации. Кроме того, при регистрации тяжелых ионов существенно уменьшается дефект амплитуды импульсов, что значительно упрощает процесс энергетической калибровки ППД. В настоящей работе приведены результаты исследования эффекта каналирования осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами в кремниевых ППД.

I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследования проводились на одноплечевом времяпролетном спектрометре, установленном на вертикальном экспериментальном канале исследовательского реактора МИФИ [2]. Источником осколков деления служила мишень из двуокиси урана, помещенная на дно вакуумного канала в тепловой колонне реактора. Расстояние от мишени до детектирующей системы спектрометра составляло около семи метров. В такой геометрии угловая расходимость пучка осколков на срезе канала не превышала $0,04^\circ$, а интенсивность $\sim 40 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Для увеличения светосилы спектрометра в некоторых экспериментах использовалась система электростатической фокусировки [3], позволяющая в десятки раз увеличивать интенсивность пучка осколков при незначительном увеличении его расходимости.

Структурная схема измерительной части спектрометра представлена на рис. I. В данной серии экспериментов скорость осколков измерялась двумя устройствами временной отметки УВО, а энергия — полупроводниковым детектором. УВО представляет собой детектор, принцип работы которого основан на выбивании заряженной частицей электронов из тонкой фольги и последующей их регистрации

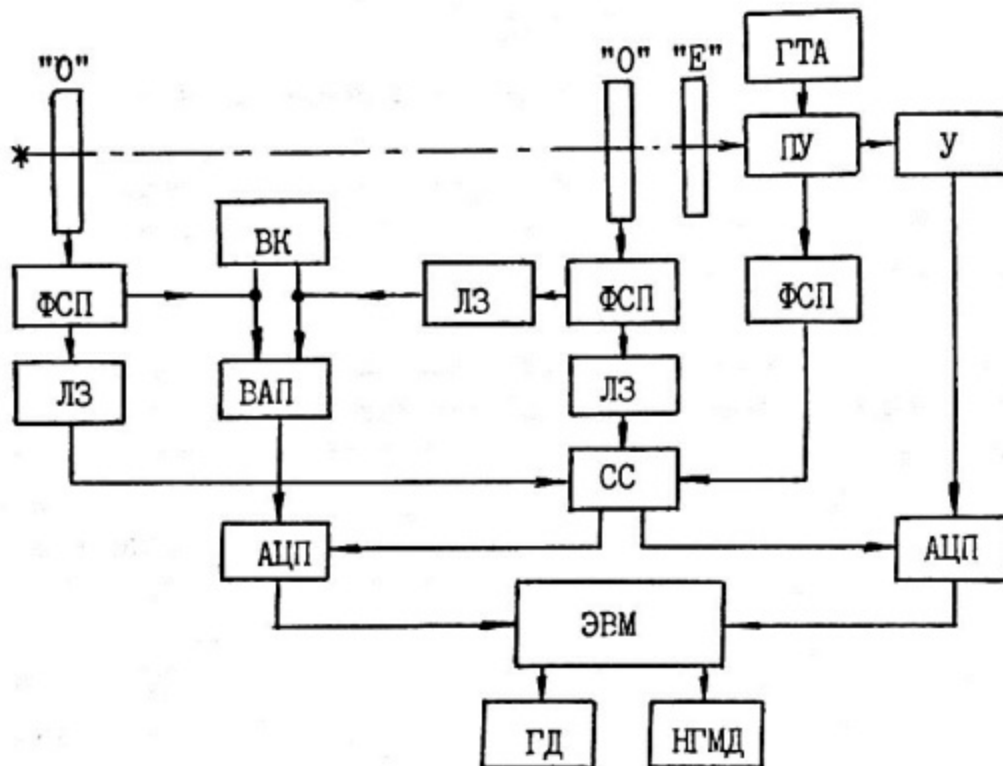


Рис.1. Структурная схема измерительной части установки

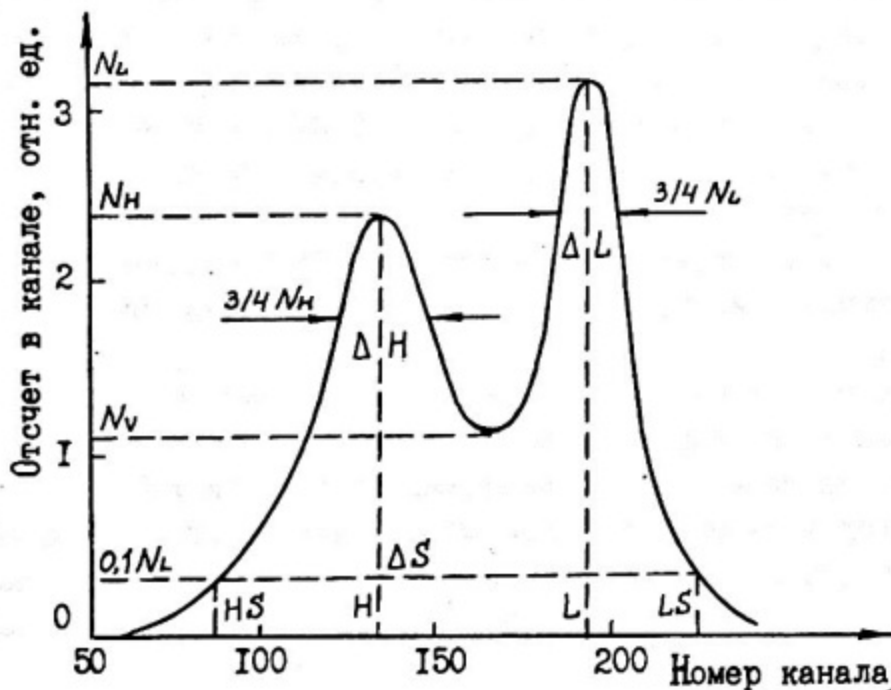


Рис.2. Амплитудный спектр осколков спонтанного деления ^{252}Cf

сборкой из микроканальных пластин [4]. Параметры УВО:

временное разрешение ≈ 100 пс ;

(по α -частицам ^{238}Pu)

эффективность регистрации

среднетяжелого осколка $\approx 100\%$;

материал фольги - коллодий ;

толщина фольги - 10 мкг/см^2 ;

диаметр фольги - 10 мм ;

величина пролетной

базы между УВО - 98 см .

Электронный тракт измерения времени пролета включает в себя два формирователя со следящим порогом ФСП, время-амплитудный преобразователь ВАП и амплитудно-цифровой преобразователь АЦП. Энергетический спектрометрический тракт состоит из зарядочувствительного предусилителя ПУ, усилителя У и амплитудно-цифрового преобразователя. Схема совпадений СС предназначена для выработки стробирующего сигнала, поступающего одновременно на оба АЦП при совпадении сигналов от устройств временной отметки и ПЦД. Линия задержки ЛЗ используется для согласования по времени поступления импульсов от УВО и ПЦД с целью уменьшения вероятности регистрации некоррелированных событий. Коды парных событий "время пролета-амплитуда" (Т-А) считываются с АЦП и поступают в память ЭВМ Электроника-60. Накопленная информация записывается на гибком магнитном диске НГМД и отображается на графическом дисплее ГД. Для временной и амплитудной калибровок используются соответственно временной калибратор ВК и генератор точной амплитуды ГТА. Электронные блоки ФСП, ВАП, ВК, ЛЗ, ГТА выполнены в стандарте NIM, остальные - (за исключением ПУ) в стандарте КАМАК.

Ориентация ПЦД относительно пучка осколков с точностью $\pm 5'$ проводилась по методике, описанной в [5], по изменению дефекта амплитуды в режиме плоскостного и осевого каналирования.

2. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

В качестве исходного материала для изготовления ПЦД был выбран кремний n -типа с удельным сопротивлением $\rho \sim 400 \text{ Ом.см}$. Изготавливались ПЦД двух типов: поверхностно-барьерные ПБД и ионноимплантированные ИИД. ПБД изготавливались по стандартной

технологии, имели площадь чувствительной поверхности $\sim 2 \text{ см}^2$ и толщину входного окна $\sim 200 \text{ \AA}$. В ИИД $p-n$ -переход создавался имплантацией ионов бора с энергией $E = 10 \text{ кэВ}$ и дозой 30 мкКл с последующим отжигом в атмосфере аргона, а тыльный контакт - имплантацией ионов никеля. Площадь чувствительной поверхности ИИД составляла $0,8 \text{ см}^2$. Оба типа детекторов предварительно исследовались на источнике осколков спонтанного деления ^{252}Cf . Значения параметров Шмитта приведены ниже в таблице I. Для сравнения в этой же таблице даны образцовые параметры, взятые из работы [6].

Таблица I

| № параметра | Параметр спектра | ИИД, $U = 100\text{В}$ | ПБД, $U = 100\text{В}$ | Параметры ППД в [6] |
|-------------|------------------|---------------------------|---------------------------|------------------------|
| 1 | M_L/M_V | 2,77 | 2,98 | $\sim 2,9$ |
| 2 | M_H/M_V | 2,36 | 2,29 | $\sim 2,2$ |
| 3 | N_L/M_H | 1,17 | 1,30 | $\sim 1,30$ |
| 4 | $\Delta H/(L-H)$ | 0,39 | 0,37 | $\sim 0,36$ |
| 5 | $\Delta L/(L-H)$ | 0,41 | 0,47 | $\leq 0,44$ |
| 6 | $(H-HS)/(L-H)$ | 0,73 | 0,68 | $\leq 0,69$ |
| 7 | $(LS-L)/(L-H)$ | 0,55 | 0,48 | $\leq 0,48$ |
| 8 | $(LS-HS)/(L-H)$ | 2,30 | 2,25 | $\leq 2,17$ |

Погрешность экспериментальных значений параметров Шмитта не превышает 10%. Смысл используемых обозначений поясняется рис. 2.

Приведенные результаты показывают, что ПБД близок по параметрам к образцовому, в то время как повышенные значения параметров 4,6+8 для ИИД свидетельствуют о плохом собирании заряда, с чем связано и ухудшение энергетического разрешения (параметр I).

3. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальная установка, описанная выше, позволяет получать двумерные спектры в координатах "время пролета - амплитуда" (А-Т-спектры), сечения и интегральные спектры по каждой из координат при различных напряжениях смещения на ППД и углах падения пучка осколков относительно поверхности ППД. На рис. 3 представлены типичные двумерные А-Т-спектры осколков деления

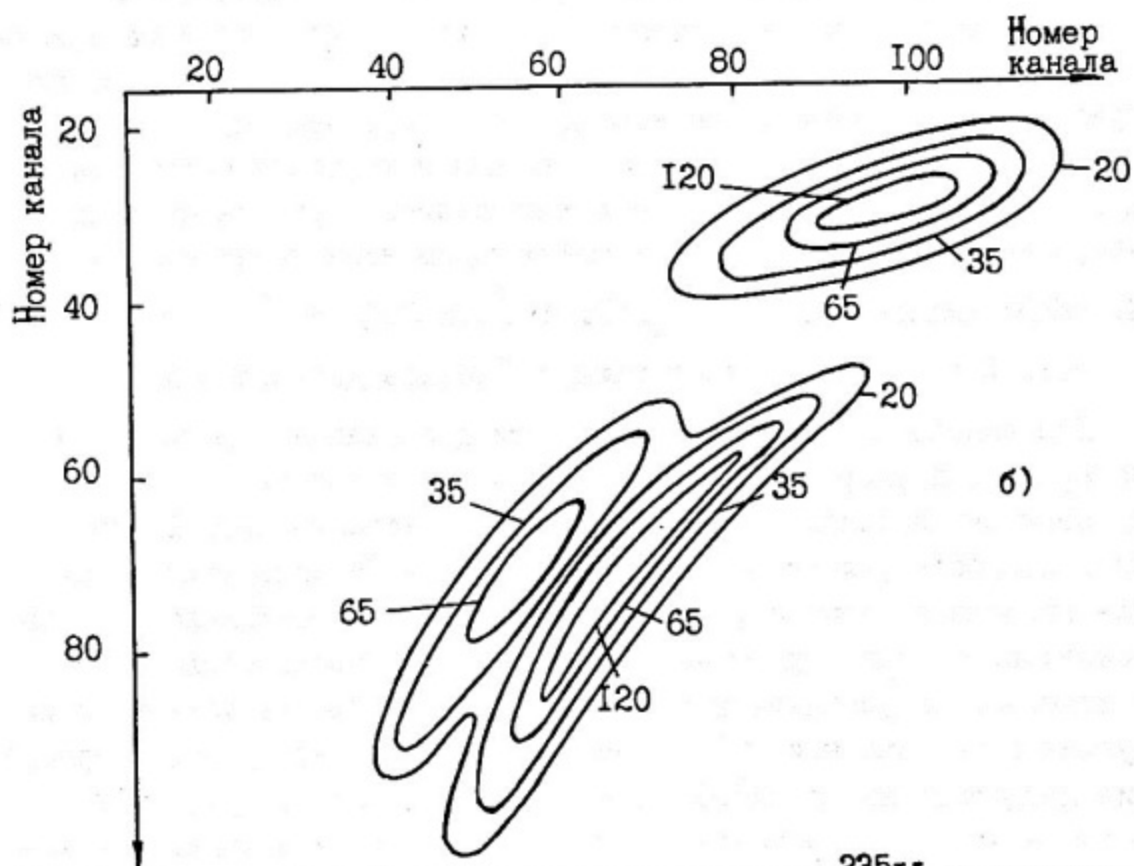
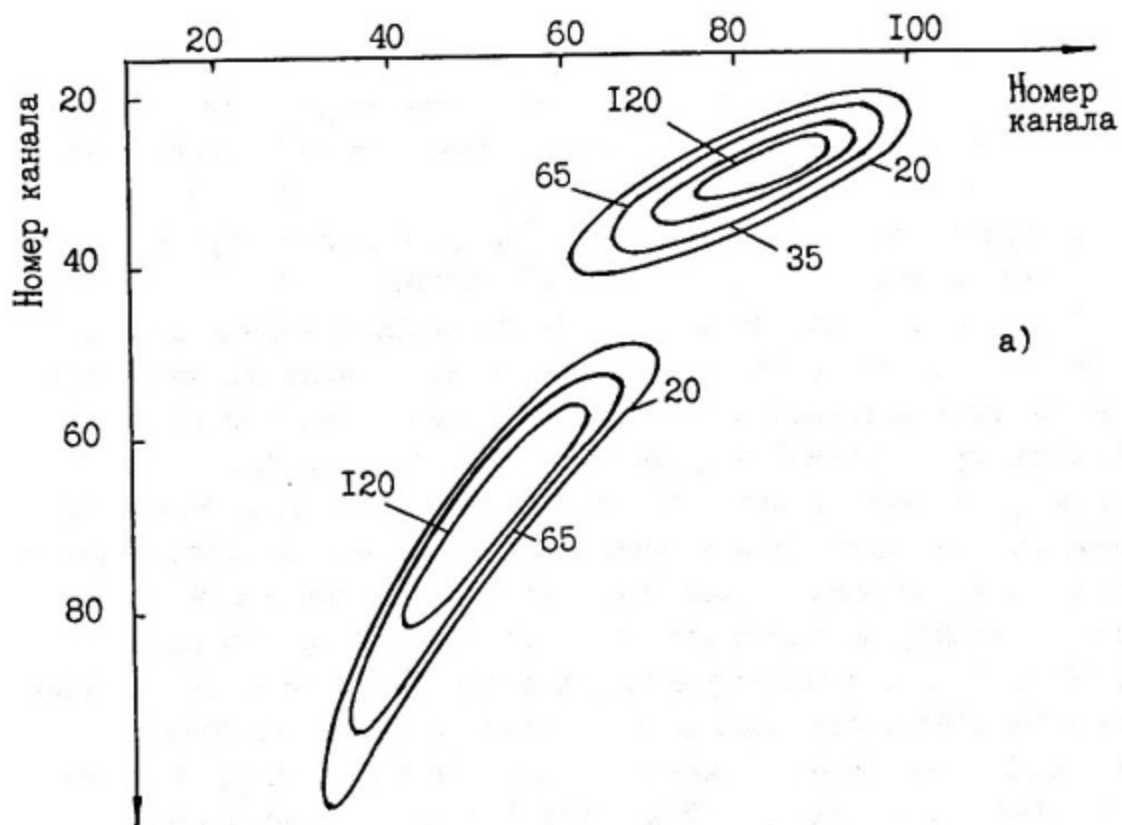


Рис.3. Двумерный А-Т-спектр осколков деления ^{235}U в ориентированном (б) и разориентированном (а) режимах

235 U для ИИД:

- а) угол между направлением пучка осколков деления и кристаллографической осью $\langle 110 \rangle$ составляет $\sim 4^\circ$ - разориентированный режим;
- б) кристаллографическая ось $\langle 110 \rangle$ параллельна пучку осколков деления - ориентированный режим.

Из рисунка отчетливо видно, что в ориентированном режиме происходит сдвиг спектра в сторону больших амплитуд, причем в тяжелом пике наблюдается разделение осколков на две группы. Согласно предложенной в данной работе модели, которая будет рассмотрена ниже, правый, больший по амплитуде, пик образуют ионы, которые двигались в режиме каналирования до полной остановки, а левый - ионы, которые начали свое движение в режиме каналирования, но затем деканализовали и прошли оставшуюся часть пробега в обычном режиме. В дальнейшем эти пики мы будем называть соответственно "канализующий" и "деканализующий". На рис. 4 представлены сечения двумерного А-Т-спектра прямыми $T = \text{const}$ в центрах легкой и тяжелой групп осколков (номера сечений 29 и 68 соответственно для ориентированного и разориентированного режимов). Отметим, что пики, представленные на рисунке, представляют собой неразделенные массовые мультиплеты с шириной на полувысоте ~ 7 а.е.м. Для нахождения положения центров и площадей пики аппроксимировались гауссианами, параметры которых вычислялись на ЭВМ методом наименьших квадратов.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Вероятность каналирования осколков деления в ППД

Для выяснения угловой зависимости доли канализующих ионов измерялись двумерные А-Т-спектры при различных углах ψ между осью пучка осколков и осью $\langle 110 \rangle$ кристалла ППД. Ширина на полувысоте углового распределения доли канализующих ионов для временного сечения, соответствующего центру тяжелой группы осколков, составляет $\sim 40'$ (рис. 5), что хорошо согласуется с данными, полученными в работе [7]. Зависимость доли канализующих в направлении $\langle 110 \rangle$ ионов от номера временного сечения представлена на рис. 6. Для ИИД, у которого отсутствует золотой электрод на лицевой поверхности, площадь пика, связан-

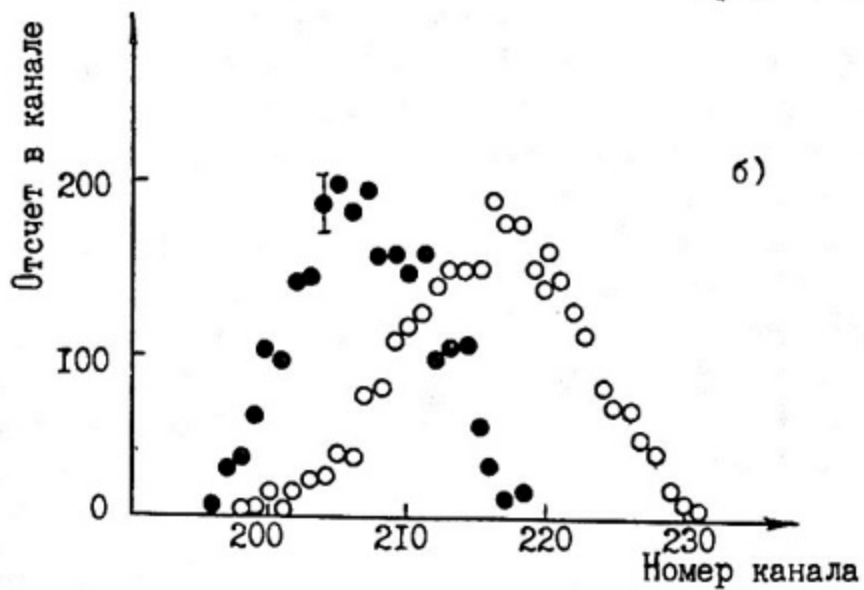
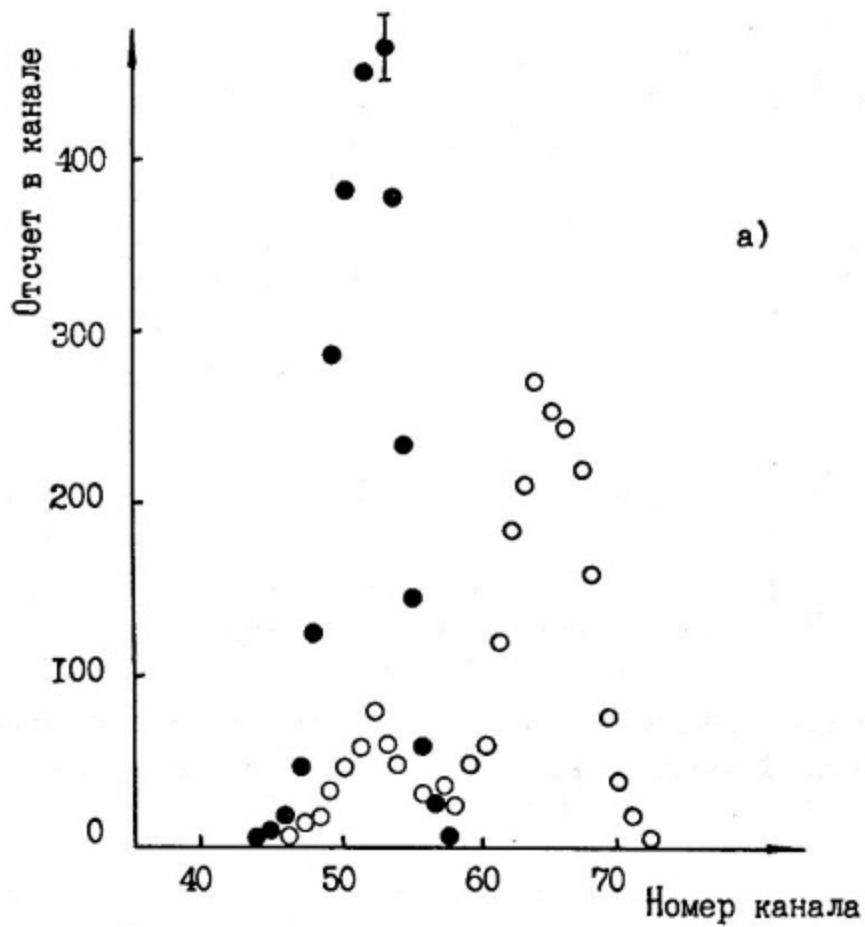


Рис. 4. Сечение двумерного А-Т-спектра прямыми $T=const$ для:
 а) центра тяжелой группы осколков;
 б) центра легкой группы осколков

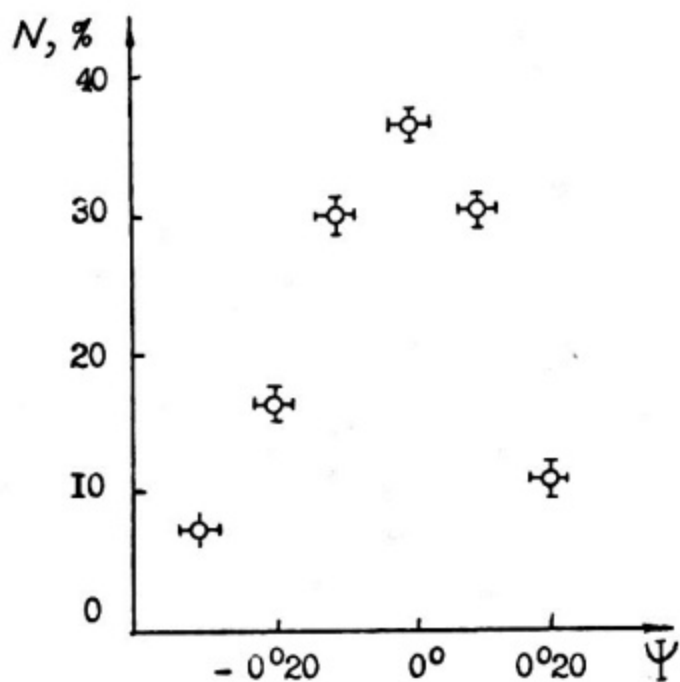


Рис.5.График зависимости доли каналирующих осколков деления в ПБД от угла Ψ между осью пучка и кристаллографической осью $\langle 110 \rangle$

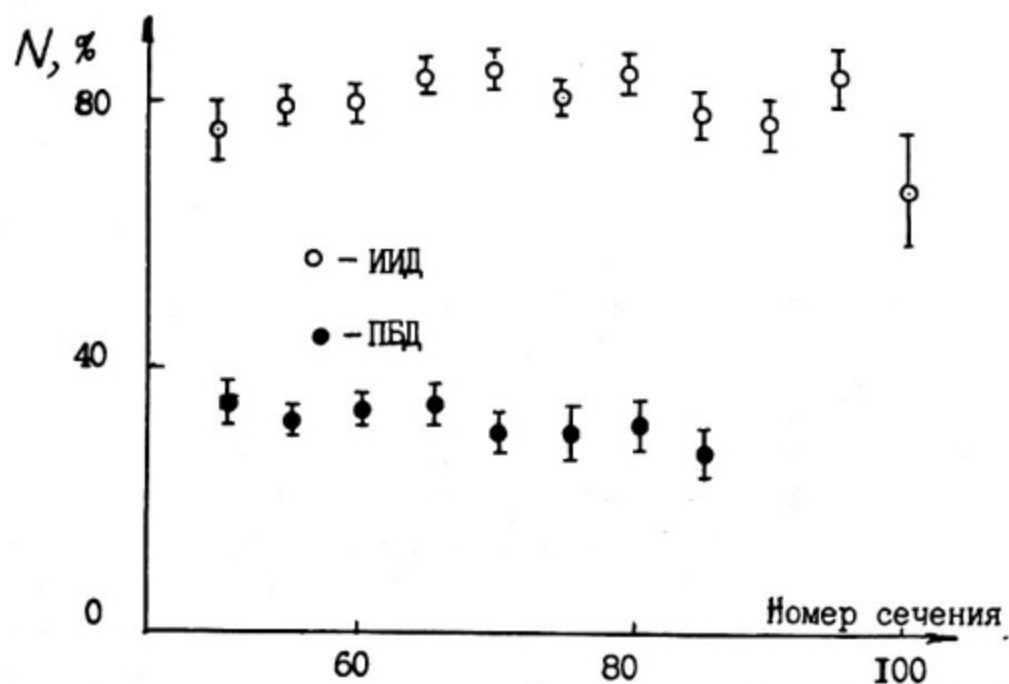


Рис.6.График зависимости доли каналирующих осколков деления в направлении $\langle 110 \rangle$ для ПБД и ИИД от номера временного сечения

ного с каналирующими ионами, достигает 85% суммарной площади, в то время как для ПБД эта величина не превышает 50%. Для обоих типов детекторов наблюдается тенденция к падению доли каналирующих ионов с ростом номера сечения (т.е. с увеличением отношения Z_1/E ; Z_1 и E - ядерный заряд и энергия иона соответственно). При этом следует отметить, что центр левого, т.е. деканалирующего, пика сдвинут в сторону больших амплитуд относительно пика, получаемого в разориентированном режиме. Для ИИД при напряжении 50 В этот сдвиг Δd составляет $(1,8 \pm 0,1)$ МэВ, для ПБД - $(0,8 \pm 0,1)$ МэВ.

Доля каналирующих ионов при плоскостном каналировании оказалась существенно меньше, чем при осевом в направлении $\langle 110 \rangle$, причем тем меньше, чем уже плоскостной канал. На рис.7 представлено временное сечение, аналогичное показанному на рис.4, для плоскостного каналирования ($\sim 4^\circ$ от оси $\langle 110 \rangle$ в плоскости $(\bar{1}\bar{1}2)$). Доля каналирующих ионов в этом случае составляет $(24 \pm 2)\%$.

Форма спектров во временных сечениях и ход зависимости доли каналирующих ионов от номера сечения хорошо согласуются с ранее полученными в работе [8]. Новым является результат по значительному увеличению доли каналирующих ионов в ИИД, использованном в экспериментах с каналирующими осколками деления впервые.

Полученные результаты могут быть объяснены в рамках следующей качественной модели каналирования осколков деления в ПБД. Будем считать, что перпендикулярная составляющая скорости иона такова, что он захватывается в режим осевого каналирования. Максимальное удаление траектории иона от центра канала (апогей) определяется соотношением между потенциалом отталкивания кулоновского поля кристаллической решетки и энергией перпендикулярного движения иона. Известно [9], что потенциал электрического поля в канале решетки имеет промежуточный вид между прямоугольным и осцилляторным. Вид потенциала качественно представлен на рис.8. Величина X соответствует амплитуде тепловых колебаний решетки. Для направления $\langle 110 \rangle$ в Si при комнатной температуре $X \approx 10^{-9}$ см [10]. Ионы, апогей траекторий которых попали в силу начальных условий в область X , выбывают из режима каналирования на нескольких первых полупериодах колебательного движения в канале (характерная длина волны колебаний сос-

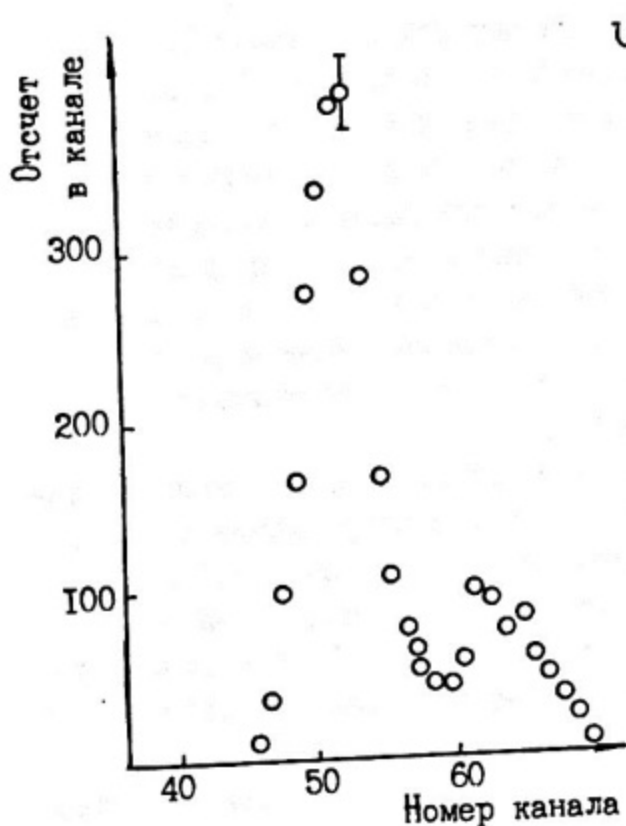


Рис.7. Временное сечение двумерного А-Т-спектра в центре тяжелой группы осколков для режима плоскостного ($\Pi\bar{\Pi}2$) каналирования

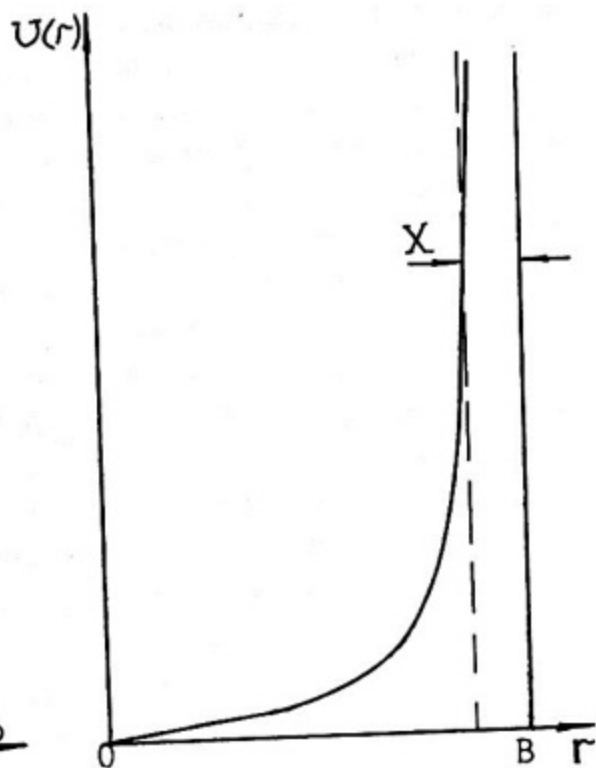


Рис.8. Зид потенциала кристаллического канала ПБД: 0 - центр канала B - стенка канала

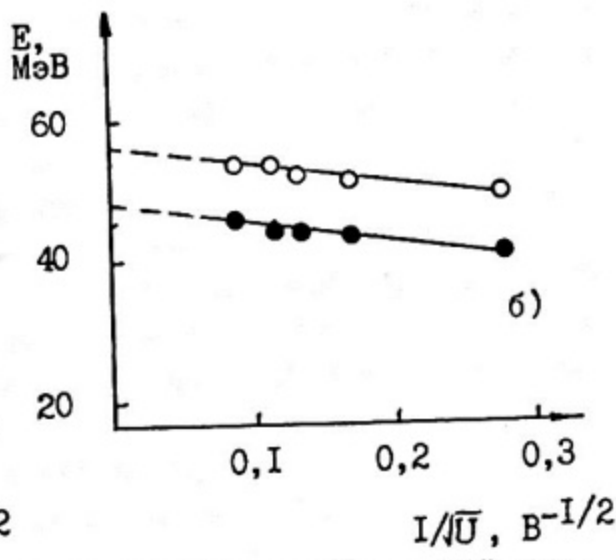
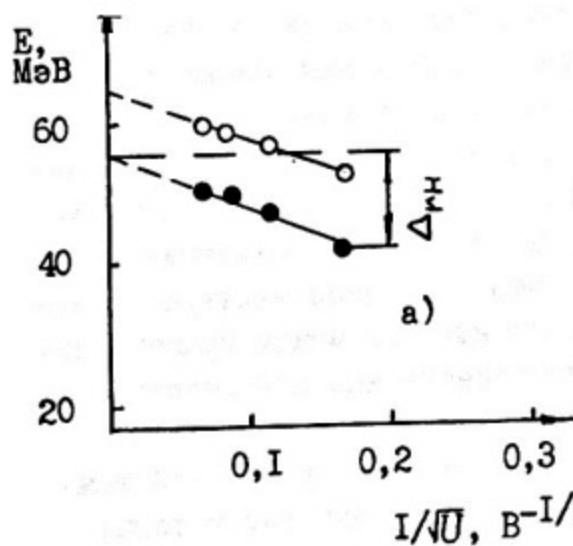


Рис.9. График зависимости положения центров пиков Т-сечений двумерных А-Т-спектров от $1/\sqrt{U}$ (U - напряжение смещения, приложенное к ПБД) для ИИД (а) и ПБД (б). Δ_{rH} - рекомбинационный дефект для $U = 50$ В

тавляет доли микрона [11]. Вследствие сильно выраженного демпинг-эффекта [12], т.е. эффекта уменьшения перпендикулярной составляющей кинетической энергии из-за электронного торможения, переход оставшихся ионов в область X практически отсутствует, и они двигаются до полной остановки в режиме каналирования. Это приводит к практически полному разделению каналирующих и деканалирующих осколков, чего не наблюдается в случае более легких частиц [13, 14]. Увеличение угла Ψ между осями кристаллического канала должно приводить к увеличению доли деканалирующих ионов, что и наблюдалось в эксперименте.

В рамках данной модели объясняются все экспериментальные данные, приведенные в настоящем разделе. В частности, эффект уменьшения доли каналирующих ионов с увеличением отношения Z_1/E , на первый взгляд противоречащий известной зависимости для критического угла каналирования

$$\Psi_k \sim \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{E}}, \quad (I)$$

где Z_1 и Z_2 - ядерные заряды иона и материала ПЦД;
 E - кинетическая энергия иона,

можно объяснить большей начальной угловой расходимостью пучка осколков с большими значениями Z_1/E из-за резерфордского рассеяния на элементах конструкции фокусирующей системы. Диффузным рассеянием пучка после прохождения золотого контакта ПБД объясняется значительное уменьшение доли каналирующих ионов в этом детекторе по сравнению с ИИД.

4.2. Анализ полного амплитудного дефекта

В работе исследован дефект амплитуды импульсов Δ и оценен вклад в него различных составляющих. Суть примененной методики заключается в следующем. Общепринято, что полный амплитудный дефект Δ включает три составляющие: Δ_w - дефект, связанный с потерями заряда во входном окне ПЦД; Δ_r - потери на ядерные соударения; Δ_{rc} - рекомбинационный дефект [15]. Снимая зависимость положения центров пиков в сечении $T=const$ двумерного А-Т-спектра от средней напряженности электрического поля в области трека F (или $\sqrt{U} \sim F$, где U - приложенное к детектору напряжение) и экстраполируя эту зависимость к бес-

конечно большой напряженности электрического поля, можно получить экспериментальную оценку ядерной составляющей амплитудного дефекта $\hat{\Delta}_n$. Действительно

$$\bar{A}_K - \bar{A}_N = (\Delta_{wH} - \Delta_{wK}) + (\Delta_{rH} - \Delta_{rK}) + \Delta_n, \quad (2)$$

где \bar{A}_K и \bar{A}_N - положение центров пиков сечений (индексы H и K относятся к неканализующим и канализующим ионам соответственно). Для ПЦД из низкоомного кремния мертвый слой на поверхности есть просто аморфный слой золота [16], т.е.

$\Delta_{wH} - \Delta_{wK} = 0$. Рекомбинационные потери при бесконечно большой напряженности поля отсутствуют, следовательно:

$$\bar{A}_{K\infty} - \bar{A}_{N\infty} = \hat{\Delta}_n, \quad (3)$$

где $\bar{A}_{K\infty}$ и $\bar{A}_{N\infty}$ - экстраполированные к бесконечно большой напряженности электрического поля положения центров пиков сечений $T = const$ двумерного спектра соответственно для канализующих и неканализующих ионов. Зависимости $\bar{A}_K (1/\sqrt{U})$ и $\bar{A}_N (1/\sqrt{U})$ для ИИД (а) и ПБД (б) представлены на рис.9. Видно, что рекомбинационные потери заряда для ИИД превышают соответствующие потери для ПБД, что, видимо, связано с уменьшением эффективного времени жизни носителей заряда из-за высокотемпературного отжига кристалла при изготовлении ИИД. Экспериментальные зависимости аппроксимировались прямыми, затем определялась величина $\hat{\Delta}_n$. На рис.10 представлена зависимость $\hat{\Delta}_n$ от номера временного сечения для ИИД. Полученные в настоящей работе значения $\hat{\Delta}_n$ среднетяжелого осколка для трех исследованных ПЦД представлены в таблице 2. В этой же таблице для сравнения приведены расчетные значения Δ_n [17, 18] и экспериментальные оценки $\hat{\Delta}_n$, полученные в работах [8, 15] и нами по данным работы [19].

Таблица 2

| М, а.е.м. | Е, МэВ | $\hat{\Delta}_n$, МэВ | Δ_n расчет, МэВ | Источник информации |
|---------------|----------------|---------------------------|------------------------------|------------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| ≈ 140 | $65,3 \pm 0,7$ | $8,7 \pm 1,1$ | - | Настоящая работа |
| ≈ 140 | $58,7 \pm 1,2$ | $9,0 \pm 1,4$ | - | - " - |

| I | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---------------|----------------|---------------|-----|------------------|
| $\approx I40$ | $60,6 \pm 0,4$ | $8,6 \pm 0,4$ | - | Настоящая работа |
| $\approx I35$ | 65,7 | 4,82 | - | [19] |
| $\approx I35$ | ≈ 70 | $\approx 6,2$ | - | [15] |
| $\approx I40$ | ≈ 65 | $7,1 \pm 0,2$ | - | [8] |
| I38 | 70 | - | 3,4 | [17] |
| I38 | 70 | - | 4,9 | [18] |

Значение $\hat{\Delta}_n$ в третьей графе получено при облучении ПЦД осколками деления под острым углом к поверхности (ось $\langle 110 \rangle$ составляла с поверхностью угол $\sim 35^\circ$). Видно, что такая геометрия эксперимента не влияет существенно на величину $\hat{\Delta}_n$. Обращает на себя внимание тот факт, что экспериментально полученные оценки $\hat{\Delta}_n$ существенно превышают соответствующие расчетные значения [17, 18]. Несовпадение с теорией получается и при анализе результатов работ [15, 19], в которых режим каналирования не использовался, но была точно известна начальная энергия осколков. Как видно из рис. II, полученные по данным работы [19] оценки $\hat{\Delta}_n$ не только превышают теоретические значения, но и не укладываются в систематику $\Delta_n(E)$, предложенную в [17]. Следует вместе с тем отметить, что в работе [20] при облучении ПБД ионами ксенона не наблюдалось отличие $\hat{\Delta}_n$ от теоретического значения, возможно из-за погрешностей в определении начальной энергии пучка.

Для объяснения перечисленных расхождений можно предположить, что, наряду с обычно указываемыми составляющими полного дефекта амплитуды ПЦД при регистрации тяжелых ионов, имеется составляющая $\tilde{\Delta}$, не зависящая от напряженности электрического поля в детекторе и отличная от Δ_n — потерь на ядерные соударения. Физической причиной дефекта $\tilde{\Delta}$ могут быть потери заряда на глубоких центрах захвата, которые тяжелый ион создает в конце пробега. В режиме каналирования этот процесс подавлен.

Как отмечалось в предыдущем разделе, деканализированный пик в амплитудном распределении сдвинут относительно разориентированного на величину Δ_d . Этот сдвиг естественно связать с

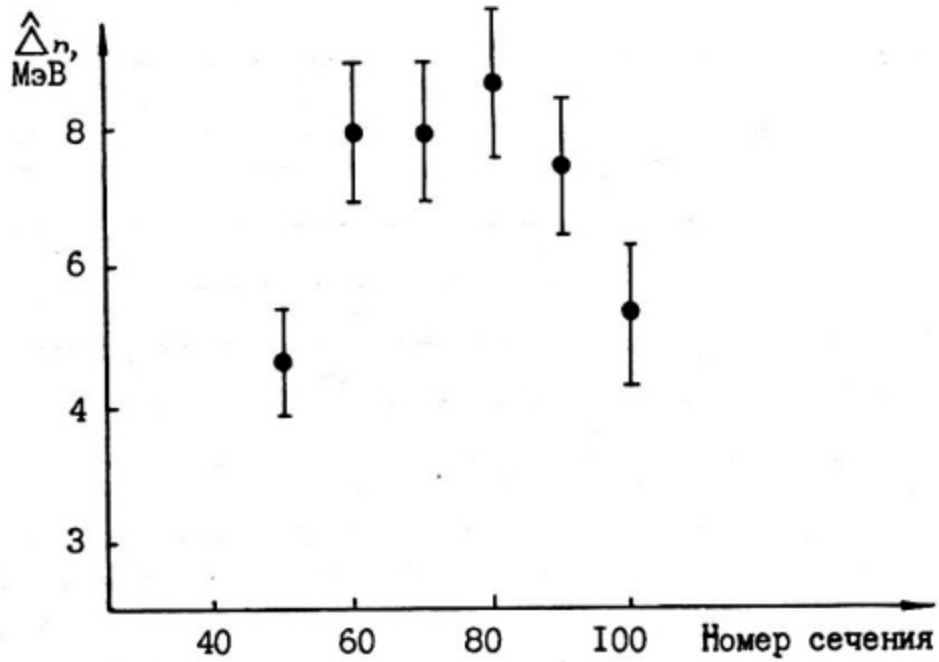


Рис. 10. Зависимость $\hat{\Delta}_n$ от номера Т-сечения для ИИД

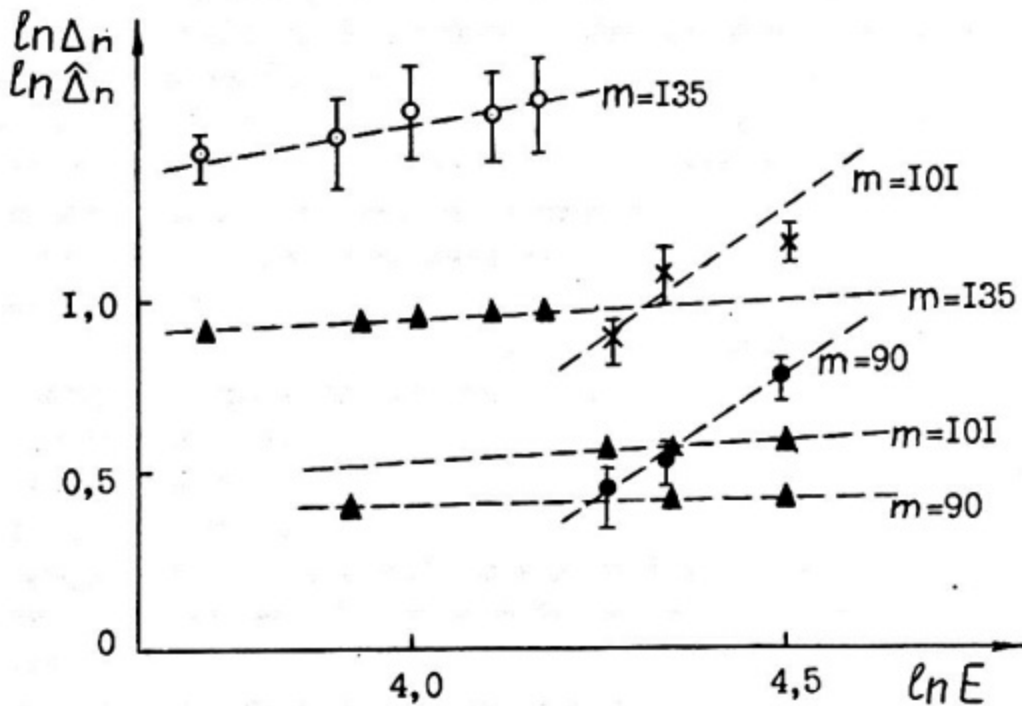


Рис. 11. \blacktriangle - расчетные значения ядерной составляющей дефекта амплитуды Δ_n , \circ , \times , \bullet - оценки ядерной составляющей дефекта амплитуды $\hat{\Delta}_n$, полученные по экспериментальным данным [19] экстраполяцией полного дефекта амплитуды к условиям поля в детекторе бесконечной напряженности

уменьшением рекомбинационного дефекта для иона, проходящего часть пути в режиме каналирования. В работе [8] предполагается, что осколки деления деканализуют, пройдя путь примерно равный половине полного пробега, а рекомбинационные потери равномерны по длине трека, что находится в противоречии с результатами работ [15, 21], которые указывают на приповерхностный характер рекомбинационных потерь. Описываемые в настоящей работе экспериментальные результаты могут быть объяснены в рамках предположения о преимущественной рекомбинации на поверхности. Действительно, пусть как и предполагалось в предыдущем разделе, ион прошел в режиме каналирования тонкий приповерхностный слой, в котором произошла основная часть рекомбинационных потерь, а затем деканализовал на тепловых колебаниях решетки кристалла. Так как в начале пробега [22]

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_H \approx 1,6 \left(\frac{dE}{dX}\right)_K \quad (4)$$

а рекомбинационные потери Δ_r [21] в первом приближении пропорциональны плазменному времени $\tau_{пл}$, в [23]

$$\tau_{пл} \sim \left(E \cdot \frac{dE}{dX}\right)^{1/3} / F, \quad (5)$$

где dE/dX - удельные ионизационные потери, то $\Delta_{rH} - \Delta_{rK} \approx 0,15 \Delta_{rH} = (1,8 \pm 0,1) \text{ МэВ}$. Отсюда $\Delta_{rH} \approx (12 \pm 1) \text{ МэВ}$. Таким образом, оцененная в рамках выдвинутой гипотезы величина рекомбинационного дефекта близка к экспериментально полученному значению Δ_{rH} (полных рекомбинационных потерь) рис.9.

4.3. Исследование эффекта каналирования осколков деления в пролетном ППД

В эксперименте, описанном ниже, проводилось исследование пролетного ПБД толщиной $\approx 15 \text{ мкм}$ и площадью чувствительной поверхности 20 мм^2 , изготовленного по стандартной технологии из η -кремния с удельным сопротивлением $\approx 400 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Цель эксперимента заключалась в проверке возможности разделения каналирующих и деканализующих ионов в легкой группе масс осколков деления ^{235}U , а также сравнении величины углового стрэглинга. Схема экспериментальной установки аналогична изображенной на

рис.1. Отличие заключалось в установке ΔE -ППД перед E -ППД и добавлении еще одного энергетического спектрометрического тракта. На рис.12а представлен двумерный спектр "амплитуда сигнала с ΔE -ППД - время пролета" для разориентированного режима облучения. Регистрировались только те осколки, которые пролетели ΔE -ППД насквозь и остановились в E -ППД. Видно, что при выбранной толщине ΔE -ППД пролетают насквозь только наиболее энергичные осколки деления легкой группы масс. Единичные отсчеты в области тяжелой группы осколков деления связаны с неоднородностью ППД по толщине. В ориентированном режиме (рис.12б) ΔE -ППД пролетают не только все осколки деления легкой группы, но также и тяжелой.

В целях сравнения углового страгглинга каналирующих и неканалирующих ионов стоповый E -детектор был отнесен от ΔE -ППД на расстояние 90 см и измерены двумерные А-Т-спектры ΔE -ППД для ориентированного и разориентированного режимов. Разница в скоростях счета осколков деления легкой группы для этих двух режимов составляет порядок, что свидетельствует о существенно меньшем угловом страгглинге осколков деления в режиме каналирования.

Таким образом, полученные результаты демонстрируют возможность практически полного разделения каналирующих и неканалирующих осколков деления легкой группы в пролетном ΔE -ППД за счет разницы в пробегах и величинах углового страгглинга.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе:

1. Экспериментально проверена качественная модель прохождения осколков деления в кремниевом ППД в режиме каналирования. Падающий поток ионов разделится на две фракции - ионы, апогеи траекторий которых из-за начальных условий попали в область тепловых колебаний решетки кристалла, выбывают из режима каналирования в течение нескольких первых колебаний в кристаллическом канале, остальные ионы проходят весь путь в режиме каналирования.

2. Прямыми экспериментами установлено сильное влияние золотого слоя на поверхности ППД на долю осколков деления, захватываемых в режим каналирования.

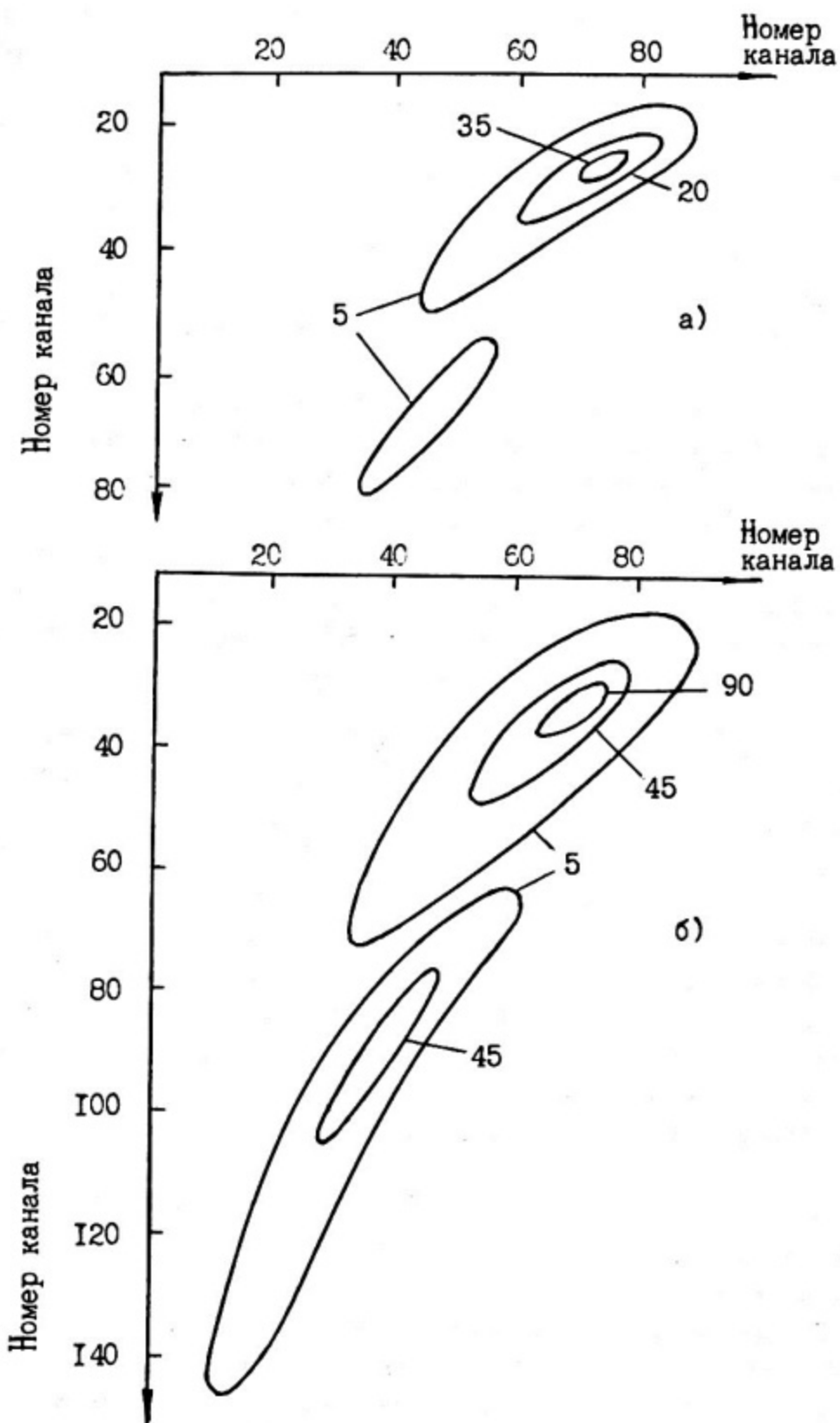


Рис.12. Двумерные спектры "ΔE-ПЦД - время пролета" в разориентированном (а) и ориентированном (б) режимах

3. Впервые установлено, что наряду с известными факторами потерь заряда в ППД существует вклад, не зависящий от напряженности поля в ППД, по величине превышающий долю потерь на ядерные соударения. Наиболее вероятной причиной потерь заряда, не зависящих от поля, является его захват на глубокие центры, создаваемые тяжелым ионами в конце пробега.

4. Показано, что экспериментальные результаты, полученные в описанных экспериментах, могут быть объяснены в рамках предположения о преимущественной рекомбинации электронно-дырочных пар на поверхности ППД.

5. В экспериментах с тонким пролетным ППД показана возможность практически полной сепарации каналированных осколков деления легкой группы от неканалированных за счет разницы в пробегах и величине углового страгглинга.

В заключение авторы выражают признательность за помощь в работе и полезные обсуждения М.Г. Гарнову, Ю.Б. Гурову, В.К. Ерёмину, В.Ф. Кушнируку, А.В. Рыжук, Н.Б. Строкану, Ю.П. Харитонову.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Moak C.D., Dabbs I.W.T., Walker V.W.W. Response of silicon detectors to channeled ^{127}I and ^{40}Ar ions. - Rev. Sci. Instrum., 1966, v.37, n.9, p. 1131-1134.

2. Александров А.А., Демидович Н.Н., Ермоленко А.В. и др. Одноплечевой времяпролетный спектрометр осколков деления на вертикальном канале реактора МИФИ. - Сб.: Экспериментальные методы ядерной физики. - М.: Энергоатомиздат, 1985, с. 8-17.

3. Ермаков С.В., Пятков Ю.В., Слюсаренко А.И. и др. Исследование электростатической фокусирующей системы осколков деления. - Сб.: Методы экспериментальной ядерной физики в исследованиях процессов и продуктов деления. - М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 25-32.

4. Александров А.А., Волков Н.Г., Пятков Ю.В. и др. Времяпролетный спектрометр на микроканальных пластинах. - ПТЭ, № 6, 1981, с. 21-23.

5. Александров А.А., Демидович Н.Н., Пятков Ю.В. и др. Методика ориентирования полупроводникового детектора, работающего в режиме каналирования. - Сб.: Экспериментальные методы и аппаратура в ядерно-физических исследованиях. - М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 37-40.

6. Schmitt H.W. and Pleasonton F. Evaluation of semiconductor detectors for fission fragment energy measurements. - Nucl. Instrum. and Meth., 1966, v40, p.204-208.
7. Appleton B.R., Moak C.D., Noggle T.S., Barrett I.H. Hyperchanneling and axial channeling phenomenon. - Phys. Rev. Lett., 1972, v28, n.20, p.1307-1310.
8. Sullivan W.I., Wehring B.W. Study of use of particle channeling in time-of-flight fission-fragment mass-yield measurement. - Nucl. Instrum. and Meth., 1974, v116, p.29-39.
9. Кумахов М.А., Ширмер Г. Атомные столкновения в кристаллах. - М.: Атомиздат, 1980.
10. Кумахов М.А., Муралев М.А., Симонов В.А. Пространственное распределение внедренных ионов и радиационных дефектов при учете эффекта каналирования. - Труды IV Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. - М.: Издательство МГУ, 1973, с. 118-130.
11. Dats S., Moak C.D., Noggle T.S., Appleton B.R., M.O.Luts. Potential-energy and differential-stopping-power functions from energy loss spectra of fast ions channeled in gold single crystals. - Phys. Rev., 1969, v179, n2, p315-326.
12. Beloshitsky V.V., Kumakov M.A., Muralev V.A. Multiple scattering of channeling ions in crystal - II planar channeling. - Rad. Effects, 1973, v20, p.95-109.
13. Grob I.I., Grob A., Pope A. and Siffert. Energy loss of heavy ions in nuclear collision in silicon. - Phys. Rev. B, 1975, v11, n9, p.3273-3279.
14. Grob I.I. Energy despossee par les ions lourds en interactions nucleaires dans le silicium. These pour obtenir le grade de docteur es-sciences physiques 1979.
15. Konecny E., Helwer K. Response of semiconductor surface barrier detectors to fission fragments. - Nucl. Instrum. and Meth., 1965, v30, p.61-72.

16. Steinberg E. P., Kaufman S.B., Wilkins B.D. and Gross C.E. Pulse height response characteristics for heavy ions in silicon surface-barrier detectors. - Nucl. Instrum. and Meth., 1972, p. 309-320.

17. Haines E.L., Whitehead A.B. Pulse height defect and energy dispersion in semiconductor detectors. - Rev. Sci. Instrum., 1966, v.37, №2, p. 190-194

18. Finch E.C. An analysis of the causes of the pulse height defect and its mass dependence for heavy-ion silicon detectors. - Nucl. Instrum. and Meth., 1973, v.113, p. 41-49.

19. Finch E.C., Ascar M., Forte M. Plasma and recombination effects in the fission fragment pulse height defect in a surface barrier detectors. - Nucl. Instrum. and Meth., 1979, v.163, p. 467-477

20. Кушнирук В.Ф. - Дубна: Рекомбинационные потери заряда в поверхностно-барьерных детекторах при регистрации сильноионизирующих частиц. - Сообщения ОИЯИ, 13-11889, 1978.

21. Кушнирук В.Ф., Харитонов Ю.П. - Дубна: Исследование поверхностно-барьерных детекторов на пучке ионов ксенона. - Сообщение ОИЯИ, 13-9836, 1976.

22. Dats S., Noggle T.S., Moak C.D. Anisotropic energy losses in a face-centred-cubic crystal for high-energy ^{80}Br and ^{127}I ions. - Phys. Rev. Lett., 1965, v.15, №6, p. 254-257.

23. Seibt W., Sundström K.E., Tove P.A. Charge collection in silicon detectors for strongly ionising particles. - NIM, v.113, 1973, p. 317-324

СОДЕРЖАНИЕ

| | Стр. |
|---|------|
| Введение | 3 |
| 1. Экспериментальная установка | 3 |
| 2. Полупроводниковые детекторы | 5 |
| 3. Методика исследований | 6 |
| 4. Экспериментальные результаты и их обсуждение | 8 |
| 4.1. Вероятность каналирования осколков деления в ПЦД | 8 |
| 4.2. Анализ полного амплитудного дефекта | 13 |
| 4.3. Исследование эффекта каналирования осколков деления в пролетном ПЦД | 17 |
| Заключение | 18 |
| Список литературы | 20 |

КОЖУРКА

Александр Алексеевич Александров
Надежда Сидоровна Медведева
Юрий Васильевич Пятков
Андрей Иванович Слюсаренко
Анатолий Николаевич Шеметов
Ирина Алексеевна Шляпина

Исследование эффекта каналирования осколков деления в
кремниевых полупроводниковых детекторах

Рукопись поступила в издательский отдел 10.12.86

Ответственный за выпуск А.А.Александров

Л. -59585 Подписано в печать 27/1 - 1987г. Формат 60x84 1/16
П.Л. 1,5 Уч.-изд.л. 1,25 Тираж 120 экз.
Изд. № 072-86 Заказ 426 Цена 10 коп.

Типография МИФИ, Каширское шоссе, д.31