

РЕГИСТРАЦИЯ  
СИЛЬНОИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ:  
НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ  
СЛОЯХ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

*Ю. С. Цыганов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	186
АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ОСНОВНЫЕ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ (ППД) ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ И ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ	188
О механизме потерь энергии в полупроводниковом детекторе	188
Об энергетическом разрешении ППД	190
О флуктуациях заряда при регистрации сильноионизирующих частиц	191
О модели рекомбинации на системе первичных нестационарных дефектов	194
СПЕЦИАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ	199
Мультипликация заряда в кремниевых детекторах	199
Особенности регистрации имплантированных ядер	203
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	207
Приложение 1 МОДЕРНИЗИРОВАННЫЙ МЕТОД «АКТИВНЫХ» КОРРЕЛЯ- ЦИЙ: АЛГОРИТМ, ЭМПИРИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ	208
Приложение 2 ЛОГИКА РАБОТЫ АЦП РАЗн «ТЕХИНВЕСТ»	218
Приложение 3 К ВОПРОСУ О ВЫСОКИХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ПУЧКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	219
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	220

## РЕГИСТРАЦИЯ СИЛЬНОИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ: НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

*Ю. С. Цыганов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Синтез и исследование свойств сверхтяжелых ядер является с точки зрения методики детектирования одной из наиболее сложных задач. Именно в этой области при проведении экспериментов важен ряд рекордных характеристик, а именно:

- рекордно низкие (доли пикобарн – пикобарны) сечения образования;
- рекордно высокие интенсивности пучков тяжелых ионов (например  $\sim 1,1\text{--}1,5 \text{ пмкА} * {}^{48}\text{Ca}$ );
- высокая активность используемых актинидных мишеней;
- рекордно длинные сроки облучения (до 1 года);
- рекордно низкий выход исследуемого продукта (иногда  $< 1 \text{ мес}^{-1}$ );
- рекордно высокая чувствительность детектирующих систем;
- рекордно высокое подавление фона (метод «активных корреляций»).

Отметим, что два последних пункта и являются в широком смысле предметом данного обзора, равно как и более ранних работ. Очевидно, что без знания внутренних закономерностей и особенностей детектирования тяжелых ионов (включая образующиеся в реакциях полного слияния ядра отдачи) указанные задачи практически невыполнимы.

В данном обзоре автор исследует явления в приповерхностных слоях кремниевых детекторов, имея в виду прежде всего теоретико-методический аспект этих явлений. В поле зрения находятся такие явления, как рекомбинация неравновесных носителей, образование дефекта амплитуды импульса, мультипликации заряда, образование подсистем «горячих» электронов, т. е. именно то, что предполагает отличие от прямой пропорциональности в соотношении амплитуда сигнала – энергия иона (ядра отдачи).

Рассмотрены также практические приложения, в том числе модернизированный метод «активных корреляций». Сделаны прогнозы в применении метода в случае глубокой модернизации циклотронной техники.

From the viewpoint of detection system, the experiment on synthesis and study of the properties of superheavy nuclei is one of the most difficult tasks. In fact, these experiments can be considered extreme in many senses:

- extremely low formation cross sections of the products under investigation,
- extremely high heavy-ion beam intensities,
- high radioactivity of actinide targets, which are used in the experiments aimed at the synthesis of superheavy nuclei,

---

\*  $1 \text{ пмкА}$  (для ионов  ${}^{48}\text{Ca}$ )  $\approx 18 \text{ мкА}$ .

- extremely long duration of the experiment,
- extremely low yield of the products under investigation,
- very high required sensitivity of the detection system, and
- radical suppression of the background products (method of «active correlations»).

The two last points are the subject of the present paper in a wide sense as well as the subject of my two reviews printed before. It is evident that without knowledge about the nature of the internal processes in semiconductor detectors, it is practically impossible to provide clear detection of ultra rare decay signals.

In the present paper, the author reports on the investigation of near surface phenomena in silicon radiation detectors, first of all bearing in mind the theoretical-methodological aspect of these phenomena. Nonequilibrium electron-hole recombination, pulse height defect formation, charge multiplication, and formation of «hot» electron subsystem are considered. Just with these very phenomena one can observe nonlinearity of energy-charge-amplitude conversion for heavy ion (evaporation residues) detected with silicon detector.

Practical applications are also considered. One of them is a deeply modified method of «active correlations». Projection of applying the method in the experiments with the modernized cyclotron (DC-280 FLNR project) is presented as well as possible applications in the heavy-ion induced complete fusion nuclear reactions.

PACS: 25.70.-z; 07.05.-t; 29.85.+c

## ВВЕДЕНИЕ

Мир вокруг нас основан на связанных структурах, причем всякая связь характеризуется соответствующей энергией: химическая связь, обеспечивающая структуру вещества, — это не более десятка электронвольт. Атомная структура предполагает значения энергии до сотни килоэлектронвольт. Масштаб ядерных энергий, отвечающих за стабильность ядер, — это сотни мегаэлектронвольт. Более высоким значениям энергии уже не соответствуют связанные состояния. Этому соответствует наше понимание физики черных дыр, нейтронных звезд, первых мгновений существования нашего мира. Но именно только понимание. Данные объекты для нас абсолютно недоступны и, скорее всего, лежат за гранью естествознания. В этом смысле исследование свойств сверхтяжелых ядер является одной из реальных границ естествознания, т. е. материального, не модельно-зависимого мира. Отметим, что в последние годы достигнут некоторый прогресс и в исследовании химических свойств сверхтяжелых элементов.

Начиная с открытия Беккерелем радиоактивности урана, изучение свойств тяжелых элементов играет важную роль в развитии ядерной физики. Тяжелые элементы имеют исключительное значение для изучения таких процессов, как альфа-распад и спонтанное деление [1]. Особый интерес представляет возможность синтеза и исследования трансурановых элементов. Именно синтез и определение радиоактивных свойств сверхтяжелых ядер являются критически важными для совершенствования и дальнейшего развития теории ядра. Сопоставление теории с экспериментом способствует созданию более

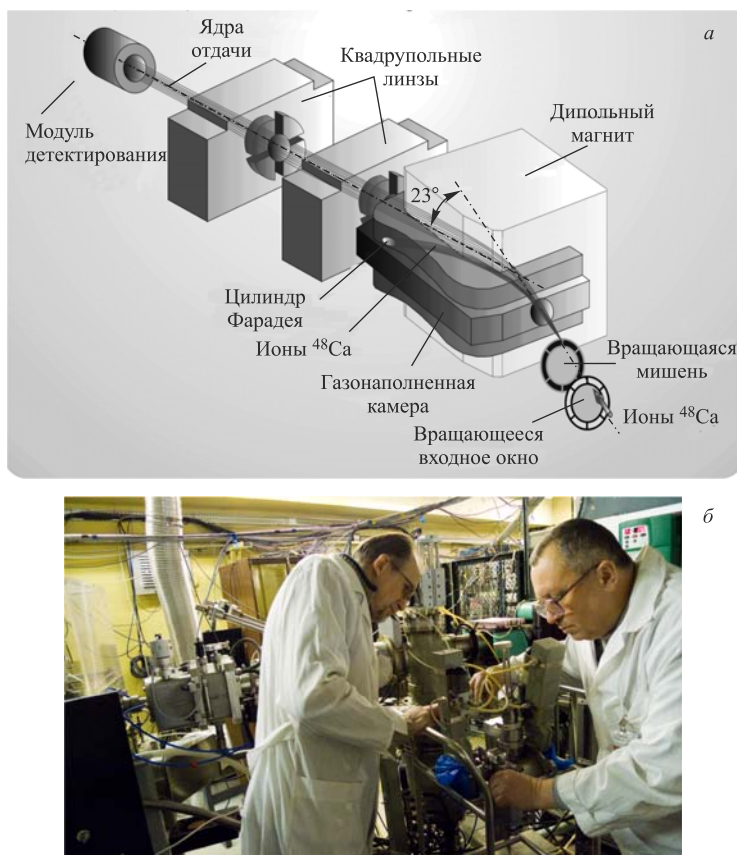


Рис. 1. а) Схема газонаполненного сепаратора ядер отдачи; б) монтаж актинидной мишени для опытов по синтезу сверхтяжелых ядер на установке ГНС

реалистичных моделей ядра и позволяет надежнее предсказывать свойства еще более удаленных от известной области ядер.

Ныне периодическая система пополнилась новыми сверхтяжелыми элементами  $Z = 114, 116^*$  (Fl и Lv соответственно), синтезированными на установке дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи (ГНС; рис. 1, а, б) [2]. Для ускорения ионов  $^{48}\text{Ca}$  применялся ускоритель У-400 ЛЯР им. Г. Н. Флерова [3]. Реакции слияния ионов  $^{48}\text{Ca}$  с изотопами актинидных элементов имеют сечения значительно выше (до 100 раз), чем сечения,

\*Признание открытия новых нуклидов с  $Z = 113, 115, 117, 118$ , синтезированных на установке ГНС, по-видимому, произойдет в ближайшие годы.

с которыми образуются тяжелые ядра в реакциях холодного слияния. Числа нейтронов в ядрах сверхтяжелых элементов могут варьироваться за счет использования различных мишенных изотопов, таких как  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{241,243}\text{Am}$  или  $^{249}\text{Bk}$ .

Решающую роль в обнаружении и идентификации новых нуклидов сыграла детектирующая система ГНС на основе 12-стрипового позиционно-чувствительного PIPS-детектора и газового времяпролетного детектора низкого давления. Отметим, что данная система детектирования, алгоритмы и методы описаны в [4–14]. Особую роль сыграл метод «активных корреляций» [4], фактически позволяющий детектировать цепочки распада в бесфоновом режиме.

При работе на ускорителе тяжелых ионов приходится иметь дело с некоторой спецификой детектирования как самих тяжелых ионов, так и продуктов ядерных реакций. В кремниевых детекторах характерны такие явления, как рекомбинация неосновных носителей, мультипликация заряда в сильных электрических полях и ряд других. Именно этой специфике регистрации тяжелых ионов и посвящена данная работа.

С практической точки зрения наши теоретико-методические исследования необходимы как для компьютерного моделирования спектров тяжелых ионов (включая ядра отдачи) для реальных детектирующих систем, так и для уточнения различных эмпирических зависимостей между, например, значениями измеряемой и входящей энергии имплантированных ядер. При этом некоторые специальные практические подходы и приложения представлены в виде приложений 1, 2. По мнению автора, данная работа продолжает, дополняет и завершает предшествующие обзоры [4, 13], посвященные и методам детектирования ультраредких альфа-распадов сверхтяжелых ядер, синтезированных в реакциях полного слияния.

Отметим все возрастающую роль теоретико-методических исследований в силу того, что именно понимание внутренних закономерностей тех или иных детектирующих систем приводит к успеху всего трудоемкого и зачастую довольно длинного (до года) эксперимента. Синтез СТЭ — яркое тому доказательство.

## **1. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ОСНОВНЫЕ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ (ППД) ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ И ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

**1.1. О механизме потерь энергии в полупроводниковом детекторе.** Рабочие характеристики ППД, как и других детекторов, определяются физическими процессами потерь энергии регистрируемой частицы. Особенностью

регистрации тяжелого иона является отсутствие пропорциональности между энергией и регистрируемой амплитудой. Обычно связь энергия–амплитуда представляется в виде

$$E = kA + \Delta, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия частицы;  $A$  — амплитуда импульса на выходе спектрометрического тракта;  $k$  — коэффициент пропорциональности;  $\Delta$  — функция, зависящая от характеристик как детектора, так и тяжелого иона, называется обычно «дефектом амплитуды» импульса (ДАИ). Иногда величину ДАИ определяют как разность между значениями энергии регистрируемого тяжелого иона и  $\alpha$ -частицы (протона), дающих одинаковую амплитуду в ППД, или путем использования соотношения

$$\Delta = E \left( 1 - \frac{A_i}{A} \right), \quad (2)$$

где  $A_i$  — измеряемая амплитуда тяжелого иона;  $A$  — значение, полученное экстраполяцией амплитуды импульсов от  $\alpha$ -частиц при помощи генератора импульсов точной амплитуды к энергии  $\alpha$ -частиц, равной энергии регистрируемого иона. Заметим, что оба определения дают примерно одинаковые значения ДАИ. После обнаружения ДАИ [15] было проведено значительное количество исследований по изучению механизма его образования [16–20]. Данной проблемой интересуются из-за требований прецизионности измерений, а также с целью уточнения моделей взаимодействия тяжелого иона с твердым телом. Сложившаяся в настоящее время точка зрения предполагает, что ДАИ может быть выражен через три компоненты:

$$\Delta = \Delta_w + \Delta_n + \Delta_r, \quad (3)$$

где  $\Delta_w$  — потери энергии во входном окне ППД, т. е. в слое вещества (например, золото + кремний);  $\Delta_n$  — потери на ядерные соударения;  $\Delta_r$  — так называемый остаточный дефект, определяемый как разность между ДАИ и двумя первыми компонентами. Традиционной считается точка зрения, рассматривающая механизм образования остаточного дефекта как механизм рекомбинации неравновесных электронно-дырочных пар в треке ионизирующей частицы. Как показано в [21–23], доля рекомбинирующих пар может быть представлена соотношением

$$\frac{\delta n}{N} = \frac{T_p}{\tau}, \quad (4)$$

где  $N$  — суммарное количество пар;  $\delta n$  — полное число рекомбинировавших пар;  $T_p$  — плазменное время, определяемое как время, необходимое для разрушения плазменной колонки, а именно того состояния, когда поле не проникает внутрь трека из-за его экранировки зарядом неравновесных носителей.

Для зависимости величины  $T_p$  от электрического поля [24–30] наблюдается отношение типа  $\lambda(F^{-1})$ , где  $F$  — величина напряженности электрического поля. Соответственно, зависимость самой величины рекомбинационных потерь носит обратно пропорциональный характер. При вопросе интерпретации типа рекомбинационных процессов рассматривают либо рекомбинацию в объеме полупроводника [31, 32], либо поверхностную рекомбинацию [33–40]. Следует особенно подчеркнуть роль [41], где впервые дана количественная оценка вклада поверхностной рекомбинации в виде

$$\lambda = \frac{sT_p}{R}, \quad (5)$$

где  $\lambda$  — величина относительных рекомбинационных потерь;  $R$  — пробег частицы в кремнии; а  $s$  — эффективное значение скорости поверхностной рекомбинации.

Данная формула получена в рамках модели Сейбта и др. деструкции трека ионизирующей частицы и в предположении об однородности генерации неравновесного заряда вдоль трека ионизирующей частицы.

Оригинальный подход к формированию остаточного дефекта предложен в работе И. Канно [42], где автор вводит механизм потерь, определяемый диэлектрическими свойствами трека ионизирующей частицы. Соответственно механизм потерь заключается в неполной индукции при движении электронов и дырок во внешнюю цепь. Количественно это выражается через коэффициент экранировки, который определяется экспериментально. Зависимость этой компоненты также носит характер  $\lambda(F^{-1})$ . Кроме того, следует отметить, что, вводя новую компоненту, автор говорит о ней как о кандидате и не отрицает вклада рекомбинации, полагая, что только калориметрические опыты могут обеспечить прямое разделение указанных механизмов.

Касаясь дискриминации вкладов поверхностного и объемного механизмов, в случае кремниевых поверхностно-барьерных детекторов следует особо обратить внимание на результаты [43, 44] по исследованию угловой зависимости рекомбинационной компоненты полного дефекта амплитуды для ионов  $^{136}\text{Xe}$  с энергией 1 МэВ/нуклон. Автор этой работы сделал вывод, что не только сама величина  $\Delta_r$  не может быть объяснена на основании известных констант различных видов объемной рекомбинации, но и полученная угловая зависимость не объясняется в значительной мере изменением толщины входного окна детектора при изменении угла падения частицы, и лишь наличие доминирующего поверхностного канала делает объяснимыми результаты опыта.

**1.2. Об энергетическом разрешении ППД.** В соответствии с формулой (3) энергетическое разрешение представимо как

$$S^2 = S_w^2 + S_n^2 + S_r^2, \quad (6)$$

где  $S$  — суммарное разрешение;  $S_w$  — энергетический страглинг в окне ППД;  $S_n$  — флуктуации ядерной столкновительной компоненты;  $S_r$  — флуктуации рекомбинационных потерь (и, возможно, других видов потерь).

В виде относительных величин последнее соотношение можно переписать как

$$\delta^2 = \delta_w^2 + \delta_n^2 + \delta_r^2, \quad (7)$$

где  $\delta_I = S_i^2/E^2$ .

В [45–50] проведены исследования вклада указанных составляющих. Для величины  $S_w$  было получено выражение [51]

$$S_w = 2,35 \sqrt{\frac{4\pi e^4 \rho N_0 w Z_1^2 Z_2^2}{M_2}}, \quad (8)$$

где  $\rho$  — плотность вещества окна;  $Z, A(i)$  — заряд/масса иона/среды;  $N_0$  — число Авогадро;  $w$  — толщина входного окна.

Заметим, что для ионов типа  $^{136}\text{Xe}$  вклад этой компоненты пренебрежимо мал (100–200 кэВ). Что же касается вклада рекомбинационной компоненты, то, вводя упомянутый ранее параметр как  $\lambda = Q_0 - Q/Q_0$ , где  $Q$  — средний собранный заряд,  $Q_0$  — заряд, образованный ионом в чувствительной области ППД, и полагая  $R_\lambda = 2,35\sigma_\lambda/\lambda$ , на основании [52] можно написать

$$\delta_{\text{rec}} = R_\lambda \frac{\lambda}{1 - \lambda}, \quad (9)$$

где  $R_\lambda$  — параметр неоднородности материала детектора. Данная формула показывает прямую связь величины  $\lambda$  и вклада в разрешение рекомбинационной компоненты. Вполне логичным шагом по уменьшению  $\lambda$  является как увеличение поля в детекторе, что, однако, может вызвать нелинейный эффект противоположного знака, мультипликацию заряда, так и создание структур со «встроенным полем», уменьшающих роль поверхностной рекомбинации [53], или других структур с пассивированной поверхностью и пренебрежимо малым значением скорости поверхностной рекомбинации [54].

Учет вклада столкновительной компоненты изложен в [16, 37, 47, 48]. Обращает на себя внимание некоторое расхождение в расчетных и экспериментальных данных на фактор порядка  $\sim 2$  в области масс, соответствующих осколкам деления. Так, для тяжелых осколков  $^{235}\text{U}$  экспериментальные значения 1,5 МэВ, в то время как расчет [55] дает 0,7 МэВ.

**1.3. О флуктуациях заряда при регистрации сильноионизирующих частиц.** *1.3.1. Эффективные значения скорости поверхностной рекомбинации в области сильноионизирующих частиц.* Основной проблемой в подходе, основанном на объемной рекомбинации, является несоответствие времен жизни, декларируемых производителем кремния, применяемого для



изготовления детекторов, аналогичным значениям, измеряемым с использованием сильноионизирующих частиц. Так, в экспериментах с сепарированными пучками осколков деления с массой 135 и энергией 40–60 МэВ [56, 57] измерение времен жизни неосновных носителей дает 120–160 нс. Примерно такие же значения  $((116 \pm 60) \text{ нс})$  получаются для ионов 140 МэВ  $^{136}\text{Xe}$  [58].

Чтобы получить такие значения при сильных уровнях возбуждений, согласно [56] необходимо, чтобы время жизни неосновных носителей при малых уровнях возбуждения составляло бы около 20–50 мкс, в то время как для кремния, применяемого для создания детекторов, эта величина составляет обычно 500–3000 мкс. Такое заметное расхождение требует серьезного обоснования.

Названное противоречие устраняется, если учесть доминантную роль поверхностного канала [53, 59]. При этом параметр  $s_{\text{eff}}$  представляет интерес как для параметризации величины остаточного дефекта амплитуды и моделирования свойств спонтанно делящихся нуклидов, имплантированных в детектор [60], так и для сравнения с результатами измерений, проведенных методами физики полупроводников и известных из литературы [61].

Вследствие этого интереса в рамках данной работы на пучках ускорителей У-300 и У-400 были поставлены опыты по измерению указанного параметра [62]. В данной работе были получены значения около  $10^4 \text{ см/с}$  для поверхностно-барьерных структур. Отметим, что были выбраны такие частицы, которые имели однотипный вид зависимости удельных электронных потерь по отношению к поверхности детектора. Что же касается  $^{136}\text{Xe}$ , то данная частица, без сомнения, может рассматриваться как идеальная модель осколка. Отметим, что приведенная на рис. 2 зависимость показывает возможность применения скорости поверхностной рекомбинации в качестве параметра для моделирования спектров спонтанного деления ядер, имплантированных в кремниевый детектор.

Кроме того, данная модель образования остаточного дефекта амплитуды позволяет сделать вывод о заметном подавлении эффекта при использовании детекторов с улучшенными качествами поверхности (пассивация). Отметим, что в случае детектирования рекойлов сверхтяжелых ядер данный вывод усиливается переходом от цилиндрической к сферической геометрии эрозии плазмы и особенно в случае асимметричных реакций, приводящих к глубинам имплантации порядка единиц микрометров. Этот совокупный вывод существен также при создании и эксплуатации спектроме-

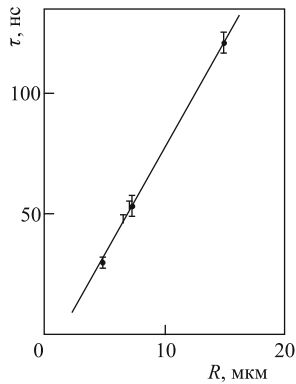


Рис. 2. Эффективное время жизни электронно-дырочной плазмы, нс

тров, ориентированных на получение одиночных событий прилета сверхтяжелых ядер, и для компьютерного моделирования спектров измеренной энергии сверхтяжелых ядер.

*1.3.2. Составляющие зарядовых флуктуаций.* Наиболее важным фактором, влияющим на разрешающую способность детектора при регистрации сильноионизирующих частиц, создающих в детекторе треки с высокой плотностью неравновесных носителей тока, являются флуктуации заряда, собранного на электродах детектора. Необходимо различать две составляющие, связанные с флуктуацией собранного заряда [63]. Первая составляющая обусловлена неоднородностью параметров детектора, ответственных за величину собранного заряда. Составляющая относительного амплитудного разрешения  $R$ , связанная с первой составляющей флуктуаций, описывается следующими выражениями:

$$R = R_\lambda \frac{\lambda}{1 - \lambda}, \quad (10)$$

$$R_\lambda = 2,355\sigma_\lambda. \quad (11)$$

Относительное амплитудное разрешение определено как отношение ширины амплитудного распределения на половине его высоты к среднему значению амплитуды.

Вторая составляющая, связанная с потерями генерированного заряда, обусловлена статистическим характером захвата неравновесных носителей центрами рекомбинации. Для этой составляющей размытия спектральной линии можно записать выражение

$$R = 2,355 \sqrt{\frac{\lambda\omega}{E}}, \quad (12)$$

где  $\omega$  — средняя энергия, затрачиваемая на образование электронно-дырочной пары;  $E$  — энергия частицы. Из формулы (12) видно, что для относительных потерь вплоть до значений  $\lambda \leq 10\%$  вклад этой составляющей мал. При  $\lambda \approx 10\%$  рассматриваемая составляющая сравнивается с составляющей флуктуаций, обусловленных статистикой образования электронно-дырочных пар, которая определяет теоретический предел энергетического разрешения. Таким образом, вкладом рассмотренной составляющей флуктуаций можно пренебречь. Исследования разрешающей способности для ионов  $^{136}\text{Xe}$ , выполненные в [64], показали, что в области сравнительно высоких электрических полей зависимость (1) хорошо выполняется. Значение параметра  $R_\lambda$  в случае поверхностно-барьерных детекторов на основе  $n$ -кремния составило примерно 40 %.

В [63] проведены исследования потерь заряда и амплитудного разрешения в кремниевых поверхностно-барьерных детекторах при их облучении ионами

$^{136}\text{Xe}$  с энергией  $\cong 1$  МэВ/нуклон в области напряженностей электрического поля 1,5–11 кВ/см. Для измерений были использованы четыре детектора  $n\text{-Si(Au)}$ . Было показано, что наклон зависимости разрешения детекторов от величины относительных потерь заряда изменяется в области сильного электрического поля. Предположительно этот эффект объясняется механизмом усреднения потерь заряда из-за радиального расширения плазменной колонки благодаря амбиполярной диффузии неравновесных носителей.

**1.4. О модели рекомбинации на системе первичных нестационарных дефектов.** *1.4.1. Основные аспекты.* Авторы [31] исходили из того, что в первом приближении область нарушений представляет собой цилиндр и характеризуется значением времени  $\tau_v$ , обратно пропорциональным количеству образованных ионом дефектов. В остальном объеме, охваченном растекающимся треком, время жизни велико и рекомбинацию можно не учитывать. Выполненный в работе детальный анализ модели рекомбинации неравновесных носителей на системе первичных нестационарных дефектов, создаваемых в треке единичного иона, показал, что в этом случае относительные потери заряда определяются формулой

$$\lambda = \gamma \ln \left( \frac{T_p}{t_0} \right), \quad (13)$$

где  $\gamma = (v_{th} N_v \sigma) / (4\pi D R)$ ,  $v_{th}$  — тепловая скорость носителей тока;  $N_v$  — число образованных ионом вакансий;  $\sigma$  — эффективное сечение захвата;  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии;  $t_0$  — начальный момент времени, примерно равный времени релаксации носителей по импульсу  $\theta \cong 10^{-12}$  с. Параметр  $t_0$  рассматривается как время задержки, требуемое для установления квазистационарного режима рекомбинации. Принимая во внимание, что плазменное время  $T_p$  обратно пропорционально напряженности электрического поля  $F$ , из формул (11) и (12) видим, что преобладание того или другого механизма приводит к тому, что экспериментальные зависимости  $\lambda(F^{-1})$  будут иметь различный характер.

В настоящем пункте проведен сравнительный анализ вклада в рекомбинационные потери заряда обоих механизмов при регистрации тяжелых ионов поверхностно-барьерными детекторами [65].

Поскольку процесс генерации дефектов структуры тормозящимся ионом является фундаментальным, то выводы, полученные в [31], должны быть применимы к детекторам различных типов, в том числе и к поверхностно-барьерным детекторам. Представляется, что ряд экспериментальных результатов, полученных на поверхностно-барьерных детекторах, противоречит предложенной в [31] модели потерь заряда.

Результат аппроксимации экспериментальных данных для трех детекторов имеет наклон, очень близкий к единице, что свидетельствует о линейном

характере зависимости  $\lambda(F^{-1})$ . Экспериментальные точки, полученные для четвертого детектора, также удовлетворяют линейной зависимости  $\lambda$  от  $F^{-1}$ . Систематический сдвиг влево точек для этого детектора связан, по-видимому, с систематической погрешностью определения удельного сопротивления исходного кремния и с погрешностью напряженности электрического поля в детекторе. Диапазон изменения напряженности электрического поля примерно соответствует диапазону, исследованному в [31], однако в данном случае логарифмический характер зависимости  $\lambda(F^{-1})$  не наблюдается.

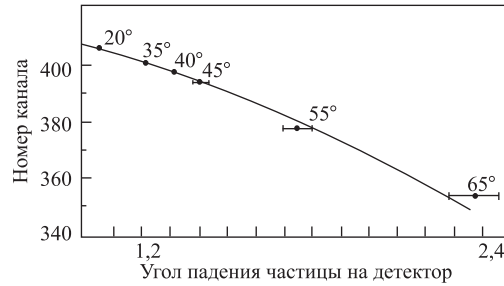


Рис. 3. Угловая зависимость остаточного дефекта от угла падения для ионов  $^{136}\text{Xe}$  1 МэВ/нуклон

Второй экспериментальный факт, противоречащий модели [31], следует из зависимости амплитуды сигнала от угла входа иона в детектор, показанной на рис. 3. Данная зависимость получена при облучении поверхностно-барьерного детектора ионами  $^{136}\text{Xe}$  с энергией  $\cong 1$  МэВ/нуклон. Как видно из рис. 3, наблюдается сильная зависимость потерь заряда от угла входа частицы в детектор. Например, при угле входа  $\theta = 65^\circ$  дополнительная потеря заряда составляет  $\sim 18$  МэВ по калибровке детектора при нормальном падении частиц на детектор. Увеличение потерь заряда с ростом угла входа иона в детектор, не связанное с входным окном детектора, отмечено также и в [66], где исследовался отклик поверхностно-барьерных детекторов. Сильное возрастание потерь заряда с ростом угла входа частиц в детектор согласно модели естественным образом связывается с увеличением эффективной площади взаимодействия трека со входной поверхностью детектора. В модели [31], где основной вклад в потери обусловлен рекомбинацией неравновесных носителей тока на дефектах структуры, порождаемых тормозящимся ионом, трудно найти какое-либо объяснение этому экспериментальному факту.

Различия между зависимостью потерь заряда  $\lambda$  от напряженности электрического поля  $F$  для ионов  $^{136}\text{Xe}$  и зависимостью для легкого осколка спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  могут быть обусловлены началом процесса мультипликации заряда при регистрации осколков деления. Увеличение ампли-

туды сигналов в области сильных полей из-за мультипликации заряда будет приводить к кажущемуся уменьшению потерь заряда, вследствие чего зависимость  $\lambda(F^{-1})$  может принять логарифмический характер. Такой эффект должен наблюдаться в первую очередь именно для легких осколков деления, поскольку, как показано в [67, 68], процесс мультипликации заряда для легких осколков начинает развиваться при меньших по сравнению с тяжелыми осколками приложенных к детектору напряжениях.

К сожалению, авторы [31] не приводят экспериментальных данных для группы тяжелых осколков деления. Если принять во внимание, что мультипликация заряда наблюдается для тяжелого осколка при более высоких значениях напряжения смещения, то в этом случае появляется возможность исследовать потери заряда в более широком диапазоне электрических полей без влияния эффекта мультипликации, затрудняющего исследование потерь заряда в сильных электрических полях. Таким образом, сравнительный анализ потерь заряда для легких и тяжелых осколков мог бы способствовать выяснению вклада рассмотренного в [31] механизма в рекомбинационные потери заряда.

Не отрицая действия описанного механизма потерь заряда, считаем, что использованные при расчете относительных потерь заряда приближения для распределений генерированных ионом неравновесных носителей тока и создаваемых тормозящимся ионом вакансий приводят к существенному завышению масштаба эффекта. Завышение эффекта связано со следующими двумя обстоятельствами:

1) замена реального распределения вдоль трека числа генерированных носителей на линейное с постоянной плотностью  $N_0/R$  ( $N_0$  — полное число генерированных носителей,  $R$  — пробег иона) приводит к существенному завышению потерь в результате завышения концентрации носителей в конце трека, где концентрация дефектов самая высокая;

2) замена реального распределения вдоль трека числа вакансий, создаваемых тормозящимся ионом, на равномерное распределение приводит к завышению потерь в результате завышения числа дефектов в области с высокой плотностью неравновесных носителей.

Простой анализ реальных распределений неравновесных носителей тока и вакансий вдоль трека иона, приведенных в [31], показывает, что примерно половина всех вакансий сосредоточена на участке трека длиной  $\cong 2$  мкм от конца трека, в то же время в этой области пробега генерируется лишь примерно 1/30 часть от всех неравновесных носителей. В [31] экспериментально показано, что проявления захвата (локализации) электронов при их дрейфовом переносе через разрушенную область не наблюдается. Следовательно, дефекты структуры, локализованные в области трека, соответствующей максимуму распределения вакансий, не оказывают влияния на собирание неравновесных электронов, генерированных и вне этой области. Отсюда видно, что

примерно половина дефектов не может дать существенного вклада в потери заряда.

Для количественной оценки потерь заряда в области максимума распределения числа вакансий воспользуемся экспериментальными данными из [55], где приведены потери заряда для низкоэнергетичных ионов Ni, Cu, Ag,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{238}\text{U}$ . При анализе использованы данные в энергетических диапазонах 10,1–19,8 МэВ для ионов естественной смеси изотопов Ni, 3,4–17,8 МэВ для ионов естественной смеси изотопов Cu, 6,3–12,3 МэВ для ионов естественной смеси изотопов Ag, 6,5–12,1 МэВ для ионов  $^{197}\text{Au}$ , 6,6–14,6 МэВ для ионов  $^{238}\text{U}$ . Из анализа этих данных следует, что относительные потери заряда, связанные с остаточным дефектом  $\Delta E_r$ , вычисляемым как разность между полным дефектом ( $\Delta E$ ) и дефектами, обусловленными входным окном детектора ( $\Delta E_w$ ) и столкновениями с атомами кремния ( $\Delta E_n$ ), составляют  $\Delta E_r/E = 4\text{--}9\%$ . Здесь  $E$  — доля энергии, расходуемая на ионизацию. Если для оценки потерь взять верхний предел величины  $\Delta E_r/E$ , тогда для осколка деления с энергией 95 МэВ получаем  $\Delta E_r \leq (95/30) \cdot 0,09 \leq 0,3$  МэВ. Учет данных [72] позволяет сделать вывод, что вкладом примерно половины всех дефектов в рекомбинационные потери заряда можно пренебречь, поскольку этот вклад не превышает 0,3% от полной энергии осколка. Концентрация оставшейся части вакансий будет примерно в два раза ниже средней концентрации, поскольку примерно половина вакансий исключается из рассмотрения, а сами вакансии рассредоточены практически вдоль всего трека (за исключением участка трека длиной  $\cong 2$  мкм от его конца). Отсюда видно, что даже в рамках модели [31] вклад в потери заряда рекомбинации неравновесных носителей, связанной с оставшейся половиной вакансий, должен быть примерно в два раза меньше.

Таким образом, анализ показывает, что использованные в [31] приближения распределений неравновесных носителей и вакансий вдоль трека иона приводят к существенному завышению потерь заряда из-за рекомбинации неравновесных носителей на системе первичных дефектов, создаваемых в треке единичного иона.

В заключение данного пункта отметим, что для правильного описания рекомбинационных потерь заряда при регистрации тяжелых ионов необходимо учитывать вклад обоих рассмотренных механизмов. Однако вклад механизма поверхностной рекомбинации в случае поверхностно-барьерных детекторов, по-видимому, является определяющим. Последнее замечание подтверждается экспериментально наблюдаемыми на поверхностно-барьерных детекторах угловыми зависимостями потерь, для которых трудно найти объяснение в рамках модели, развитой в [31].

*1.4.2. О специфике применения PIPS-детекторов.* В отличие от поверхностно-барьерных детекторов детекторы, изготовленные с использованием планарной технологии, обладают улучшенными поверхностными свойствами

и соответственно характеризуются меньшими эффективными значениями скорости поверхностной рекомбинации.

На рис. 4 показаны зависимости относительных потерь для детектора типа CD PT 40\*35-300-N14, произведенного Canberra Semiconductor NV (Бельгия). При проведении данных измерений использовался один из четырех размещенных на одном кристалле  $4 \times 4$  см стрипов [69]. В амплитудном тракте использовались зарядочувствительные предусилители типа Catsa, усилитель Ortec 575A и кодировщик ПА-24К (4096) [70]. С целью нормировки приме-

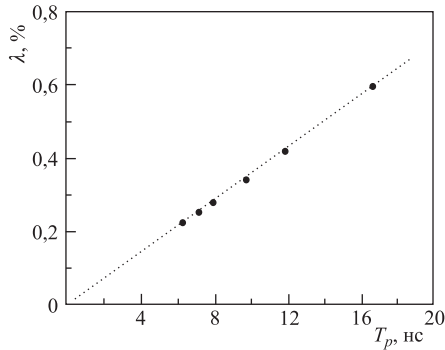


Рис. 4. Зависимость относительных рекомбинационных потерь для PIPS-детектора Canberra NV

полненный сепаратор ядер отдачи [2]. Ионы  $^{34}\text{S}$  ускорены циклотроном У-400 ЛЯР [71]. Идентификация ядер произведена с использованием генетической связи энергия–время–координата рекойла с последующим альфа-распадом.

Для моделирования амплитудных спектров применялся код, описанный в [72]. В одном случае было проведено моделирование с использованием только формулы Вилкинса [55] для расчета столкновительной компоненты дефекта амплитуды и расчетов Хайнеса и Уайтхеда [73] для определения дисперсии названной величины. Во втором случае в процесс моделирования была введена дополнительно формула из [31] и флуктуации рекомбинации оценивались в соответствии с [73] с параметром неоднородности  $R\lambda \approx 0,2^*$ .

В качестве  $t_0$  бралась величина  $10^{-12}$  с, подсчет числа дефектов  $N_D$  был осуществлен при помощи кода TRIM (так же, как и в [31]), величина эффективного сечения захвата носителей  $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-14}$  см $^{-2}$ .

нялся генератор точной амплитуды Ortec 419. Измерения проведены для линии 6,06 МэВ источника  $^{212}\text{Bi}$ .

При таких малых потерях вряд ли можно однозначно говорить о поверхностной рекомбинации как о доминанте, по-видимому, здесь мы действительно имеем вклад различных механизмов, как поверхностных, так и объемных.

*1.4.3. Модель амплитудного спектра измеренной энергии ядра  $^{217}\text{Th}$ , синтезированного в реакции  $^{186}\text{W} + ^{34}\text{S} = ^{217}\text{Th} + 3n$ . Ядра  $^{217}\text{Th}$  были получены с использованием установки Дубненский газона-*

\*См. соответствующую сноску в [69].

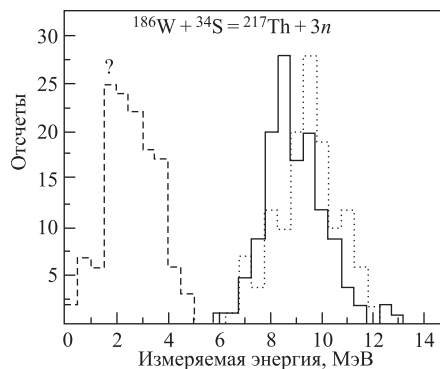


Рис. 5. Расчетные и измеренный спектры ядра тория. Левый спектр — учтен механизм из [31]

Результаты расчета (рис. 5) показывают, что дополнительное введение учета рекомбинации неравновесных электронно-дырочных пар на системе первичных нестационарных дефектов при использовании приведенных параметров явно завышает величину дефекта амплитуды и противоречит экспериментальным результатам для тяжелых ядер.

## 2. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

**2.1. Мультипликация заряда в кремниевых детекторах.** Второй нелинейный эффект, присущий кремниевым детекторам, — мультипликация заряда [19] является менее общим и более «экзотическим». Во-первых, знак эффекта противоположен, во-вторых, не для всяких рабочих условий детектора и не для всяких частиц этот эффект наблюдается в явном виде. И, конечно, он более управляем с точки зрения устранения негативных последствий для спектрометрии путем уменьшения напряжения смещения на детекторе. Однако именно в силу своей специфичности этот эффект как таковой и представляет интерес для различных исследователей. Более того, в последнее время наблюдался ряд проявлений, которые позволили авторам сделать вывод о возможности использования эффекта мультипликации для изучения подсистем горячих носителей в кремнии, что представляет более широкий общефизический интерес, чем применение полупроводниковых детекторов. Следует отметить, что до настоящего времени теория этого процесса не построена, а отдельные попытки носят скорее фрагментарный, полуэмпирический характер. Первая попытка построения модели процесса связывала явление с тун-



нелированием электронов из верхнего металлического электрода в область пространственного заряда полупроводника (ОПЗ). В настоящее время этот подход считается неактуальным в силу явных противоречий ряду экспериментальных фактов [74, 75]. Более того, в [75] впервые обнаруженный эффект бимодальной мультипликации связывался именно с группами горячих носителей с различной эффективной массой.

В других подходах рассматривается преобладающая роль механизма лавинного размножения носителей в сильном электрическом поле, хотя в части формирования последнего имеются определенные расхождения, но уже в рамках указанного механизма лавинного размножения. Так, в [76, 77] образование сильного поля связывают с динамической фокусировкой статического поля детектора треком сильно ионизирующей частицы.

В рамках этого подхода получено выражение для величины мультиплицированного заряда в виде

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{AR_0^3}{4Dt_p} \left(\frac{F_m}{b}\right)^3 \left(1 + \frac{b}{F_m}\right) e^{-b/F_m} \times \left\{ 1 - \frac{1 + \frac{b}{F_m} \frac{r_0(t_p)}{R_0}}{1 + b/F_m} \exp\left(-\frac{b}{F_m} \left(\frac{r_0(t_p)}{R_0} - 1\right)\right) \right\}, \quad (14)$$

где  $\Delta Q$  — дополнительный (умноженный) заряд;  $Q_r$  — величина регулярного заряда (без мультипликации);  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии;  $R_0$  — начальный радиус плазменной колонки, причем  $r_0(t) = (R_0 + 4Dt)^{1/2}$ ;  $t_p$  — плазменное время;  $F_m$  — величина максимального поля на полюсе трека;  $b, A$  — константы ионизации при записи коэффициента ионизации в виде  $\alpha(F) = A \exp(-b/F)$ , где  $F$  — величина напряженности электрического поля.

В рамках данной работы были проведены опыты по изучению особенностей данного явления с интерпретацией в рамках указанного выше подхода. Тяжелые ионы ( $^{34}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  и др.) ускорялись на циклотроне У-400 и после рассеяния на угол  $25^\circ$  детектировались кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами (активная площадь  $2,5 \text{ см}^2$ ; коллимация диаметром  $3 \text{ мм}$ ). На рис. 1 в [75] показан вид камеры рассеяния с установленным зарядочувствительным предусилителем, в которой производились измерения. Детекторы были изготовлены из  $n$ -кремния в диапазоне удельных сопротивлений  $400\text{--}2500 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , толщина золотого функционального электрода составляла около  $50 \text{ мкг/см}^2$ . Толщина кремниевых пластинок  $1,2\text{--}1,5 \text{ мм}$  исключала режим полного обеднения (и, как следствие, эффектов инжекции с заднего электрода) во всей области исследуемых смещений. На рис. 6 показаны результаты измерений, причем на рис. 6, б приведена типичная полевая

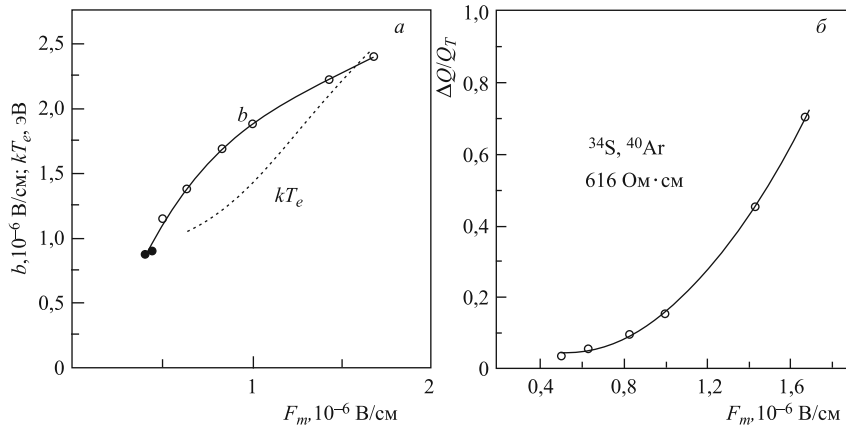


Рис. 6. Полевые зависимости: а) ионизационной константы  $b$  и температуры горячих носителей; б) величины умноженного заряда для детектора, изготовленного из  $n$ -кремния с удельным сопротивлением  $616 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  (определено с применением С-V-метода)

зависимость для величины умноженного заряда, а на рис. 6, а — совмещенные зависимости ионизационной константы  $b$  и величины электронной температуры, извлеченные в рамках приведенного подхода.

Отметим, что как характер изменения ионизационной константы, так и значение температуры горячих носителей соответствуют подобным представлениям в физике полупроводников [78]. В рамках же данных опытов были

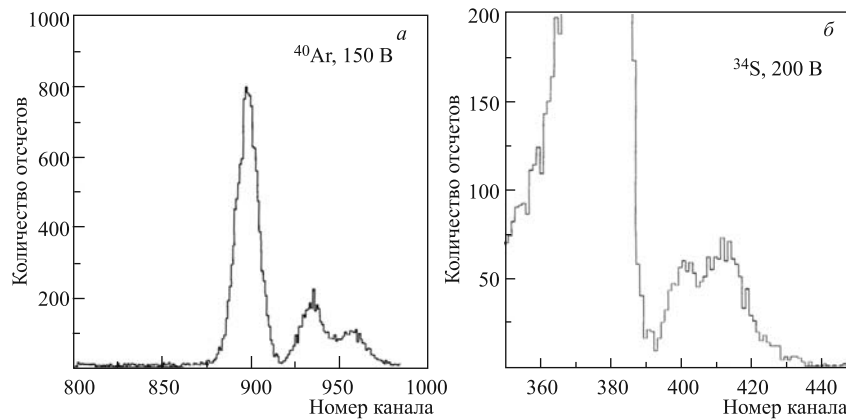


Рис. 7. Амплитудные спектры, показывающие наличие второй моды мультипликации для ионов  $^{40}\text{Ar}$  (а) и  $^{34}\text{S}$  (б). Ионы ускорились на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ

## Наблюдение процесса мультипликации заряда для различных ионов

Ион	Энергия, МэВ	Начальная концентрация носителей, $10^{-17} \text{ см}^{-3}$	Факт наблюдения мультипликации («+» — да, «-» — нет)
$^{10}\text{B}$	40	0,27	-
$^{12}\text{C}$	90–130	0,38–0,30	-
$^{18}\text{O}$	100–180	0,92–0,69	-
$^{22}\text{Ne}$	100–150	1,36–1,18	-
$^{24}\text{Mg}$	120–160	1,42–1,29	-
$^{34}\text{S}$	200–220	2,31–2,15	+
$^{40}\text{Ar}$	160–320	2,49–2,25	+
$^{40}\text{Ca}$	210	2,73	+
$^{58}\text{Ni}$	290	4,16	+
$^{68}\text{Zn}$	400	5,09	+
$^{136}\text{Xe}$	100–140	4,36–5,08	+

впервые получены спектры, указывающие на существование на ранней стадии возникновения эффекта двух мод мультипликации (бимодальная мультипликация, рис. 7, а, б). В этой же работе показана роль начальной концентрации неравновесных носителей как порогового параметра, что показано в таблице.

В качестве разумного сценария предложено следующее [75]: «Касаясь этого эффекта, мы можем заключить, что более легкие электроны ускоряются электрическим полем более легко и должны приобретать большую среднюю энергию, чем тяжелые. С другой стороны, когда поле достаточно высоко, чтобы электронам из более холодных долин иметь энергию, достаточную для испускания междолинных фононов, роль различных групп электронов сглаживается». Отметим также, что наличие второй моды было подтверждено на осколках деления  $^{252}\text{Cf}$  для эпитаксиальных детекторов [79].

Альтернативный подход [80] (но уже в рамках горячей модели) связан с образованием облака неравновесных носителей (дырок в случае  $n\text{-Si}$ ) у поверхности верхнего электрода и, как следствие, формированием области сильного поля, количественно выражаемого как  $\sigma_{\text{ss}}/\varepsilon_{\text{Si}}\varepsilon_0$  [81]. Здесь  $\sigma_{\text{ss}}$  — поверхностная плотность облака неравновесных носителей у поверхности перехода,  $\varepsilon_0, \varepsilon_{\text{Si}}$  — диэлектрические проницаемости вакуума и кремния соответственно. При таком подходе (который, конечно же, более феноменологичен, чем первый) при интерпретации полученных нами экспериментальных данных для ионов аргона с энергиями в пределах 208–320 МэВ было показано, что вытекающий из данного подхода параметр, характеризующий мультиплицирующую способность частицы, а именно  $P_m = (ER)^{1/3}$ , аде-

кватно отражает экспериментально измеренные значения пороговых напряженностей поля.

Отметим, однако, что данный критерий вряд ли может быть рассмотрен как глобальный, а должен быть отнесен лишь к частицам, близким по своим ионизирующим характеристикам [82].

Оба подхода имеют ряд недостатков при описании конкретных проявлений, и, хотя сравнительный анализ не входит в планы данной работы, следует подчеркнуть, что в отличие от первого подхода образование сильного поля в рамках второго является не более чем постулатом, поскольку отсутствует описание динамики образования состояния с высоким полем и собственно механизма формирования размноженного заряда, а не только повышенного поля, что является необходимым, но недостаточным условием развития лавины.

**2.2. Особенности регистрации имплантированных ядер.** *2.2.1. Некоторые экспериментальные факты.* При регистрации спонтанного деления имплантированного нуклида энергосвечение в чувствительном слое детектора фактически соответствует полному энергосвечению одного из осколков и частичному/полному энергосвечению второго осколка, вылетающего в направлении, обратном направлению имплантации делящегося ядра. С точки зрения возможности возникновения аномальных амплитуд существенным является то, что суммарное энергосвечение, как и суммарная длина трека, превосходит аналогичные величины для калибровочного внешнего источника (например,  $^{252}\text{Cf}$ ). Отметим, что уже в ранней работе [83] наблюдалось преимущественное, по сравнению с группой тяжелых осколков, образование аномально больших амплитуд в спектре для группы легких осколков. Наблюдалась также такая закономерность, как уменьшение вероятности образования аномальных амплитуд с увеличением угла входа регистрируемого осколка в детектор. Более определенно влияние фактора энергия–пробег изучено в [74], где было показано следующее:

а) зависимость порогового поля возникновения мультипликации заряда для ионов  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 4,4–8 МэВ/нуклон линейно связана с параметром  $(ER)^{1/3}$ , где  $E, R$  — энергия и пробег соответственно;

б) для каналирующих и неканалирующих осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  наблюдается отчетливая разница в условиях возникновения процесса (рис. 8 в [74]).

Таким образом, совокупность экспериментальных данных позволяет сделать следующее утверждение: при детектировании распада имплантированных ядер и особенно в случае более симметричных реакций, соответствующих, как правило, большим глубинам имплантации, наблюдение невозмущенного спектра спонтанного деления для любого внешнего калибровочного источника не является достаточным для аналогичного вывода в случае имплантированного нуклида, если не обеспечено дополнительное тестиро-

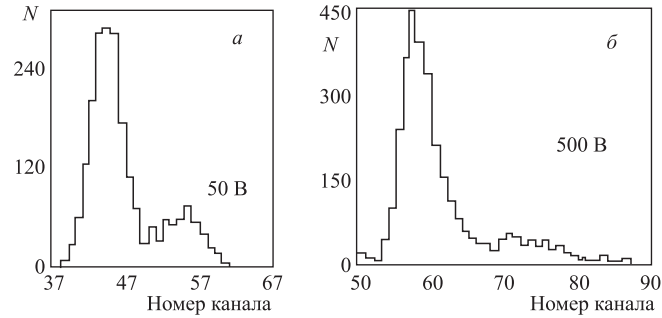


Рис. 8. Амплитудные спектры неканализующих (левый пик) и канализующих осколков деления: а) 50 В; б) 500 В

вание при некотором избыточном напряжении смещения по отношению к рабочему [82].

2.2.2. *Рассмотрение с точки зрения модели динамической фокусировки.* Хотя идея рассмотрения трека ионизирующей частицы в качестве фокусирующего острия была высказана ранее, количественный аспект она обрела в [76], где было получено выражение для максимального поля на полюсе трека ионизирующей частицы в виде  $F_m = F_0 R / r_0^*$ . Здесь  $F_0, r_0$  — поле (статическое) в детекторе и начальный поперечный размер трека соответственно. Отметим, что хотя обычно рассматривают однополярный процесс эрозии плазменной колонки, все выводы могут быть легко распространены на верхний полюс трека, если иметь в виду другие модели эрозии плазмы, как, например, [84]. В нашем случае (рис. 9), если считать актуальной с точки зрения создания локально высокого поля компоненту статического поля, направленную вдоль трека, то выражение (1) примет вид

$$F_m = \frac{F R_0}{r_0} \left( \cos \theta + \frac{d}{R_0} \right), \quad (15)$$

где с целью упрощения рассмотрен случай одинаковых осколков, имеющих пробег  $R_0$  и энергию  $E_0$ .

В соответствии с (15) можно записать критерий достаточности в виде

$$\frac{F_{th}^{impl}}{F_{th}^0} \leq 1 + \frac{d}{R_0} \quad (16)$$

\*Предполагается, что размер области обеднения заметно превосходит удвоенный пробег осколков, в противном случае необходим учет модуляции базовой области динамически фокусируемым полем. Авторы модели рассматривают не менее чем трехкратный запас.

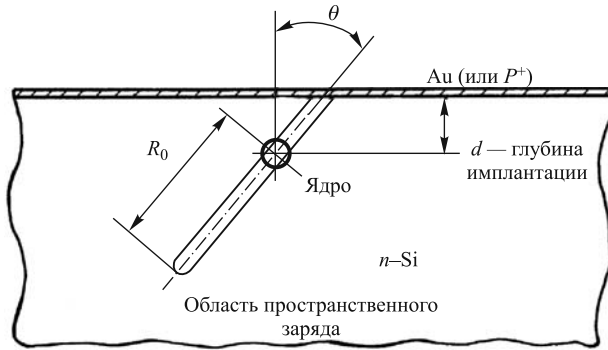


Рис. 9. Схематическое изображение спонтанного деления имплантированного ядра, регистрируемого кремниевым детектором

и, соответственно,

$$\frac{V_{th}^{impl}}{V_{th}^0} \leq 1 + \frac{2d}{R_0}, \quad (17)$$

где перечисленные величины пороговых полей ( $F_{th}$ ) и напряжений ( $V_{th}$ ) соответствуют случаю имплантации (impl) и калибровочного источника (0). При переходе от (16) к (17) сделано дополнительное предположение  $d \ll R_0$ . В приведенных выражениях  $d$  — глубина имплантации делящегося нуклида. Следует обратить внимание на то, что частный случай  $d = 0$  отражает наблюдаемую разницу в условиях развития процесса для осколков с различным углом входа в детектор.

2.2.3. *Рассмотрение с учетом модели приповерхностного накопления заряда.* С точки зрения данной модели актуальной является величина отношения полного количества генерированных пар к площади проекции трека на поверхность детектора, отнесенной к некоторому характерному моменту времени  $T_p$ , рассчитываемому в соответствии с формулой

$$T_p = \frac{1}{F} \left( \frac{3E_0 e n_l A}{32\pi^3 \mu (\varepsilon_{Si} \varepsilon_0)^2 D^2 w} \right)^{1/3}, \quad (18)$$

где  $\mu = 1400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $n_l$  — линейная плотность генерированных носителей,  $A = 4,19 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2$  [25]. В частности, для нормального входа частицы в детектор имеем

$$\sigma_{ss} = \frac{eE_0}{4\pi D T_p w}, \quad (19)$$

где  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии;  $w$  — средняя энергия образования пары электрон–дырка в кремнии. Полагая, что обусловленное этим

зарядом поле выражается как

$$F_m = \frac{\sigma_{ss}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}}, \quad (20)$$

можно получить критерий  $(ER)^{1/3}$ , если считать фактор сильного поля единственно определяющим. В (19)  $e$  — заряд электрона. Далее, рассматривая  $T_p$  как слабо зависящий от угла параметр (для частицы с фиксированной энергией-пробегом), искомую плотность приповерхностного заряда в интересующем нас случае можно представить как

$$\sigma_{ss} = \frac{eE(\theta)}{wS(\theta)}, \quad (21)$$

$$T_p(\theta) = T_p(R(\theta), E(\theta)), \quad (22)$$

$$S(\theta) \approx \pi r_p^2 + (d/\cos\theta + R_0) \sin\theta r_p, \quad (23)$$

$$r_p^2 = 4DT_p. \quad (24)$$

Разумеется, при  $E(\theta) > 2E_0$  и  $R(\theta) > 2R_0$  берутся соответственно максимальные значения  $2E_0$  и  $2R_0$ . Решение системы уравнений (21)–(24) представлено на рис. 10.

Случай  $\theta = 0$  является критическим и для данного подхода в рамках принятых упрощений. При нахождении изображенной зависимости предполагался линейный характер электронных тормозных потерь для осколков, а именно

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{2E_0}{R_0} \left(1 - \frac{x}{R_0}\right). \quad (25)$$

Поступая аналогично п. 2.2.2, получим

$$\frac{F_{th}^{impl}}{F_{th}^0} \leq \left(1 + \frac{3d}{R_0}\right)^{1/3} \approx 1 + \frac{d}{R_0}, \quad (26)$$

т. е. тот же результат, что и в п. 2.2.2.

2.2.4. *Достаточное условие линейности измерения редких амплитуд спонтанного деления имплантированных ядер.*

Рассмотрены факторы, влияющие на разницу в условиях возникновения аномальных амплитуд при регистрации спонтанного деления имплантированных ядер по отношению к аналогичным измерениям для внешнего калибровочного источника. Рассмотрение проведено для двух наиболее актуальных на сегодняшний день концепций: концепции динамической фокусировки статического

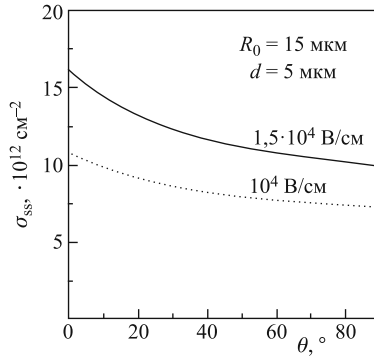


Рис. 10. Оценочные значения поверхностной плотности заряда при двух рабочих условиях

ных амплитуд при регистрации спонтанного деления имплантированных ядер по отношению к аналогичным измерениям для внешнего калибровочного источника. Рассмотрение проведено для двух наиболее актуальных на сегодняшний день концепций: концепции динамической фокусировки статического

поля треком ионизирующей частицы и концепции накопления неравновесных носителей заряда в приповерхностном слое. Основной вывод формулируется следующим образом: при регистрации редких событий исследуемого нуклида заключение о неискаженных значениях зарегистрированных амплитуд может быть получено на основании тестовых измерений калибровочного источника спонтанного деления, причем последние измерения должны быть проведены при смещении, превышающем рабочее на множитель порядка  $1+2d/R_0$ . Влияние таких факторов, как предполагаемая разница в величине ТКЕ (средняя суммарная кинетическая энергия), влияние разброса глубины имплантации и других факторов должно быть учтено отдельно.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Учет и критический анализ таких факторов, как роль поверхностной рекомбинации и канала рекомбинации на системе первичных нестационарных дефектов, позволили разработать спектрометрические коды, моделирующие разработанный модуль детектирования, в том числе и в области сверхтяжелых ядер, а также для расчета спектров сверхтяжелых ядер, имплантированных в кремниевый детектор.

Цикл экспериментальных исследований в области сильных электрических полей, выполненных автором на пучках тяжелых ионов ускорителей У-300 и У-400, позволил не только расширить знания о явлении мультипликации заряда, но и

а) впервые наблюдать эффект бимодальной мультипликации, сделать окончательный вывод об образовании подсистем горячих носителей и в совокупности с ранее известными данными из этой области заключить, что это критическим образом делает выбор между существовавшим до того «холодным» и «горячим» механизмами образования аномальных амплитуд при детектировании тяжелых ионов;

б) указать на роль начальной концентрации в образовании процесса, сделать оценку критического параметра начальной концентрации для поверхностного барьера Au- $n$ -Si;

в) разработать критерий достаточности при детектировании ультраредких событий имплантированных, спонтанно делящихся нуклидов.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность моим коллегам А. Н. Полякову, А. М. Сухову и В. Е. Жучко за помощь в проведении экспериментов и обработке данных, а также операторам и обслуживающему персоналу ускорителей У-300 и У-400 за обеспечение бесперебойной работы ускорителей, А. А. Александрову за предоставленные оригинальные данные по мультипликации заряда для каналирующих осколков деления, С. М. Клименко за разъяснение особенностей



работы циклотрона У-400 и некоторых связанных с ним систем управления и контроля.

Данная работа частично поддержана РФФИ (грант № 11-02-12050).

### Приложение 1 МОДЕРНИЗИРОВАННЫЙ МЕТОД «АКТИВНЫХ» КОРРЕЛЯЦИЙ: АЛГОРИТМ, ЭМПИРИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ

В настоящее время (конец 2011 – начало 2012 г.) метод был усовершенствован. Во-первых, код Builder C++ соответствует ныне 32-стриповому позиционно-чувствительному фокальному PIPS-детектору и 24-стриповому боковому детектору, имеющему стрипы без позиционной чувствительности. Времяпролетный газовый детектор низкого давления остался прежним (см. [14]).

При выборе диапазона энергий рекойла (ядра отдачи СТЭ) используется эмпирическая зависимость, которая может быть представлена в широком диапазоне энергий (до 40 МэВ) в виде (см. [85])

$$E_{\text{EVR}}^{\text{meas}} \approx -2,05 + 0,73E_{\text{in}} + 0,0015E_{\text{in}}^2 - \left(\frac{E_{\text{in}}}{40}\right)^3. \quad (27)$$

В данной формуле  $E_{\text{EVR}}^{\text{meas}}$  — измеряемая величина сигнала энергии рекойла, регистрируемая PIPS-детектором, а  $E_{\text{in}}$  — значение входной энергии. Фактически формула представляет фитированные полиномом третьей степени рассчитанные по методу Монте-Карло точки с малой эмпирической поправкой (см. [4]). При этом данное значение соответствует центральной (по горизонтали) точке фокального детектора, в то время как малая поправка может оцениваться как

$$E(N_{\text{STR}}) \approx \bar{E} - 0,015(N_{\text{STR}} - 16), \quad (28)$$

$N_{\text{STR}}$  — номер стрипа,  $E$  — по формуле (27).

В то же время для верификации результатов вновь проводимых экспериментов на пучке ионов  $^{48}\text{Ca}$  на установке ГНС с детектирующим модулем данного типа [86] предложено соотношение

$$E_{\text{EVR}}^{\text{meas}}(Z) \approx 25,9 - 0,125Z \text{ [МэВ]}. \quad (29)$$

Конечно, ограничение применения второго выражения обусловлено именно спецификой детектирующего модуля ГНС, в то время как первая формула должна рассматриваться как более универсальная. Соответственно, для  $Z = 117$  данное соотношение дает значение центроида измеряемой энергии рекойла 11,28 МэВ, в то время как для текущего эксперимента  $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow$

$117 + 4n$  была получена средняя по пяти значениям величина  $\langle E_{EVR} \rangle = \{9,91; 13,23; 11,757; 10,998; 9,36, 12,64, 13,11, 11,63\} = (11,56 \pm 0,5)$  МэВ, что является явным фактом верификации.

Существенным улучшением алгоритма реального времени по отношению к прошлым версиям является то, что с использованием координатных сигналов «top» и «bottom» независимо, в том случае, если обе амплитуды сигналов ненулевые, мы применяем алгоритм по принципу «или». Соответственно, в отличие от предыдущих версий в коде C++ присутствуют две матрицы рекойлов — top-матрица и bottom-матрица. При регистрации сигнала, напоминающего сигнал альфа-частицы с интересующими энергетическими параметрами, соответствующее сравнение [87] производится для обеих матриц, и, если хотя бы одно сравнение дает минимальное время, меньшее, чем предварительно установленное в качестве параметра остановки, то происходит останов пучка за время порядка  $\sim 80$  мкс и потенциально возможные распады регистрируются в бесфоновом режиме.

Ниже приведен фрагмент кода C++, осуществляющий описанный выше режим набора данных. Отметим также некоторое отличие модифицированной версии кода от своего предшественника [14], а именно: в случае продления фазы «вне пучка» сигналом  $\alpha$ -частицы в том же стрипе PIPS-детектора рассматриваются сигналы (выше некоторого заданного порога) в данной фазе. В том случае, если их более одного и если хотя бы у одного координата «top» отличается не более чем на 3–4 мм от координаты рекойла из пары рекойл-альфа, производившего останов пучка, то время продления пучка умножается еще на один заранее заданный экспериментатором коэффициент больше единицы.

```
// фрагмент кода продления паузы «вне пучка»:
// ----- поиск корреляции вне пучка-----
    if (add_delay == true) for (j=0; j < 49; j++) // разрешение дает
                                                экспериментатор
    {
        if (evn_off[j].stri == str_memo && (fabs(pst_memo-evn_off[j].posit) <
3.0) ) smof++;
        if (smof > MIN_CORR_OFF) k_additional = 3;
        else k_additional = 1; // дополнительный коэффициент
    }
// ----- end -----
```

Отметим также, что вышеупомянутое действие в отличие от останова пучка и первого продления происходит не в реальном масштабе времени, а в масштабе ближайшей записи на диск стандартного буфера данных набора, т. е.

256 событий. Как правило, эта задержка порядка десятка секунд по отношению к реальному времени, что вполне допустимо.

```
// ... продолжение общего кода ;  $q_i = 1$  – срабатывание соответствующего
АЦП
    event[8]=Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*TMR2+0x40*13+2*2];
    #if (proverka_pixel)
        if (event[8] > 0 ) cnt_metka2++;
        mmmmm=cnt_metka2;
    #endif
// ----- TOF block -----
    tof = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*ADC_TOF+2*2]; // АЦП вре-
мени пролета
    ttt=tof;
    tof=tof&0x0FFF;
    if (tof > 100) EVN_IN_BU_with_TOF++;
    if (tof > CHM && tof < 4095) tof[tof]++;
    //krw = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*KR005+2*2];
// ----- end kr005 -----
    ID=0;
    if (qq==0)
    {
        q1= (Form1->Kk009Pci1->MemB[0x400*ADC_A1+2*8]>>1)&1;
        q2= (Form1->Kk009Pci1->MemB[0x400*ADC_A2+2*8]>>1)&1;
        qq=q1|q2;
    }
    if (qs==0)
    {
        q3= (Form1->Kk009Pci1->MemB[0x400*ADC_A3+2*8]>>1)&1;
        q4= (Form1->Kk009Pci1->MemB[0x400*ADC_A4+2*8]>>1)&1;
        qs=q3|q4;
    }
    #if (OPTIMA1==true)
    if (qf==0)
    {
        q1F= (Form1->Kk009Pci1->MemB[0x400*ADC_F1+2*8]>>1)&1;
        q2F= (Form1->Kk009Pci1->MemB[0x400*ADC_F2+2*8]>>1)&1;
    }
    qf=q1F|q2F;
    #endif
    if (q1==1 ) { ADC_ACT=ADC_A1; ADCF=ADC_F1; ID=1;}
    if (q2==1 ) { ADC_ACT=ADC_A2; ADCF=ADC_F2; ID=2;}
```

```

if (q3==1 && qq ==0) { ADC_S=ADC_A3 ; ID=3; }
if (q4==1 && qq ==0) { ADC_S=ADC_A4 ; ID=4; }
if (q1F==1) { ADCF=ADC_F1; ID=1; }
if (q2F==1) { ADCF=ADC_F2; ID=2; }
chane=0; chany1=0; chany2=0;
if (q1==1||q2==1)
{
cnt_a++; int jj;
// en[3] = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*ADC_ACT+0x40*3
+2*2];
en[2] = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*ADC_ACT+0x40*2
+2*2];
en[1] = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*ADC_ACT+0x40
+2*2];
en[0] = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*ADC_ACT];
if (en[0]%4096 > 1000 && en[0]%4096 < 2000 && tof==0 )
cnt_afocal++;
amp =en[0]&0xFFFF; ampX=en[1]&0xFFFF; ampY=en[2]&0xFFFF;
chenrg=amp;
if (ampX > 0x0FFF ) mmm2=1;
/else mmm2=0;
mmm=METKA;
if (q1==1) mark1=mmm2; if (q2==1 ) mark2=mmm2;
MAR=0;
if (ampX <= 0x0FFF && TMM&1==1 ) { ampX=ampX+8192;
MAR=1;}
event[3]=amp; event[2]=ampY; event[1]=ampX;
chane=amp%4096;
strno=amp/4096+((ID-1)*16); sss=strno;
if( chane > PRGA) sumALF[strno]++;
chany1=ampX%4096; chany2=ampY%4096; ssx=ampX/4096+
((ID-1)*16); ssy=ampY/4096+((ID-1)*16);
eee=chane; xxx=chany1; yyy=chany2;
//PStop=chany1; PSbot=chany2; Polyakov 30 июня было
PStop=chany2; PSbot=chany1;
afoc[strno]++;
#if (DVUMERKA)
if(chane > CHMIN && chane < 0x0FFF-1 )
{
ara [amp+(0xFFFF*(ID-1))]++;
if (tof == 0 &&TMM==0 && ampX<=0x0FFF && ((q1==1&&mark1
==0)||((q2==1&&mark2==0) ) ) a_off[amp+(0xFFFF*(ID-1))]++;

```

```

        if (chany1 >100) xara[chany1+strno*0x0FFF]++;
        if (chany2 >100) yara[chany2+strno*0x0FFF]++;
        if (chany1 >100 && chane<2000 && chany1 <2000)
XYN [chane/4][ampX/4][strno]++;
        if (chany1 >100 && chane <2000 && chany1<2000)
XYN2[chane/4][ampY/4][strno]++;
    }
    #endif
    if (qf==1 )
    {
        for (int jj=0; jj< 3; jj++) enF[jj]= Form1->Kk009Pci1->
MemW[0x400*ADCF+0x40*jj+2*2];
        event[4]=enF[2]%0x0FFF; event[5]=enF[1]%0x0FFF;
event[6]=enF[0]%0x0FFF;
        eeef = event[4]; eeey=event[5]; eeex=event[6];
        chanf=event[4]%4096;
        cnt_FF++;
        ReadFF=true;
    }
}
// ----- FF -----
if (qf==1 && q1==0 && q2==0 && ReadFF==false)
{
    for (int jj=0; jj< 3; jj++) enF[jj]= Form1->Kk009Pci1-
>MemW[0x400*ADCF+0x40*jj+2*2];
    event[4]=enF[2]; event[5]=enF[1]%4096; event[6]=enF[0]%4096;
    eeef = event[4]%4096; eeey=event[5]; eeex=event[6];
    chanf=event[4]%4096;
    if (chanf >390 && chanf <4095) abck[chanf]++;
    cnt_FF++;
    ReadFF=true;
}
// ----- read side detectors-----
    uf=0; ub=0;
    if (q3==1 || q4==1)
    {
        ADC_S=ADC_A3;
        if (q3==1) ADC_S=ADC_A3;
        if (q4==1) ADC_S=ADC_A4;
        sdd=true; cnt_b++;
        uf = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*ADC_S+0x40+2*2];
        event[12]=uf;

```

```

if (qq==0) ub = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*ADC_S];
if (qq > 0) ub = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*ADC_S+2*2];
ubb=ub;
if (ub >800 && ub <8191 && tof==0 && event[8] == 0 ) abck[ub]++;
if (ub > 8192) mmm1=1;
else mmm1=0;
// if (ub <=8192 && (TMM &1 == 1))ub=ub+(2*8192);
if (q3==1) mark3=mmm1; if (q4==1) mark4=mmm1;
event[11]=ub;
chip= uf/4096; if (q4==1) chip=chip+16;
    chips=chip;
    e_side=0;
    if (chip >-1 && chip < 24 && tof== 0 && ub > 0)
        e_side = aaw[chip]*float(ub) + bbw[chip];
    else e_side=0;
    if (e_side > 0 && e_side < 2001.0 ) { e_side =0; falsificat1=true;}
    if (chip > 23 ) falsificat1 = true;
    if (ub > PRGW && chip >-1 && chip <24) sumW[chip]++;
#if (DVUMERKA)
if (ub >50 && chip >-1) bara[ub%8192 +(8192*chip)]++;
ssid[chip]++;
#endifif
if ((en[0]%4096 > 0||en[0]/4096 >0) && ub%8192 > 1000 && tof==0 )
cnt_composit++;
}
// ----- TIMING block -----определение текущего времени-----
----- event[9]= Form1->Kk009Pci1-> MemW [0x400*TMR2+0x40*12+2*2];
    TiHigh=event[9];
    event[10]= Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*TMR2+0x40*11+2*2];
    TiLow=event[10];
// ----- end timing -----
if (eef > N_zachet && tof==0&& event[8] < 1 ) cnt_FF_out++;
if (chane >CHM+20 && chane <4095 && tof==0
    && event[12]==0 && event[11]==0 && event[8] < 1 )
    alf[chane]++;
#if (DVUMERKA)
sp_tof[tof]++; if (tof > 0 ) cnt_tof++;
#endifif
// ----- end tof -----
if (nlam >=0xFFFF) { HiLam++; nlam=0;}
if (HiLam>=0xFFFF) { HiLam=0; nlam=0;}
//event[8]=nlam; //event[7]=HiLam; изм 16 апреля 2012

```

```

//event[7]=krw;
elapsedT = (1.0e-6*float(TiLow)) + (65536.0*1.0e-6*float(TiHigh));
TimElapsed= double(TiLow) + (65536.0*double(TiHigh));
if (elapsedT < t_el_memo) Clear_Matrix();
t_el_memo=elapsedT;
dtm=0;
if (TimElapsed > dt_memo) dtm = TimElapsed-dt_memo;
if (dtm > 5.0 && dtm < 299.0 && q3==0 && q4==0 && qf==0)
dtmi[unsigned(dtm)]++;
dt_memo=TimElapsed;
if (ID < 3 && qq==1 && ID > 0 )
{
if (q3==1 && (q1==1||q1F==1)) ID=1; //cnt_compos++;}
if (q3==1 && (q2==1||q2F==1)) ID=5;
if (q4==1 && (q1==1||q1F==1)) ID=6;
if (q4==1 && (q2==1||q2F==1)) ID=7;
}
idd=ID;
if (ID > 0) event[0]=tof +(ID << 12 ) + (МЕТКА1 << 15);
if (ID > 4 ) cnt_compos++;
//-----Блок для остановок -----OFF BEAM -----only BR ! -----
-----
if ((q1==1||q2==1)&& bbr==true && beamstop==true && falsificat1==false
&& strno > -1 && strno < 32 && chip > -1 && chip < 24)
{
Find_Position(); // здесь определяется вертикальная позиция
if (e_total > EMIN_IN && e_tec > 0 )
{
Filter (); // фильтрация кандидатов
if (МЕТКА1==1 && tof==0 && event[8]==0 && (e_total >
8800||event[4] > 1500||event[11]>POROG_ALFA_SIDE) )
{
evn_off[cnt_off].stri=strno; evn_off[cnt_off].engi=e_total;
evn_off[cnt_off].posit=pstT; evn_off[cnt_off].posib=pstB;
evn_off[cnt_off].elpt=elapsedT;
evn_off[cnt_off].name=nfil;
evn_off[cnt_off].toff=tof ;
evn_off[cnt_off].eff=event[4];
evn_off[cnt_off].effw=event[12]%4096;
evn_off[cnt_off].ealw=event[11];
if (cnt_off < 49) cnt_off++;
}
}
}

```

```

    if (situation==true && correlation==true && METKA1==1 &&
prod1==false && e_total > EAINP )
        Check_prodlenie(); // если в том же стрипе, то интервал продлить
        // поиск по сигналу «top»
        if (situation==false && correlation==false) Search_Correlation_T();
        // поиск по сигналу «bottom»
        if (situation==false && correlation==false) Search_Correlation_B();
        if (correlationt==true || correlationb==true) correlation=true;
// «или»
    }
}
//----- Конец блока остановок -----
ma=0; q1=0; q2=0; q3=0; q4=0; qf=0; q=0; qt=0; q1F=0; q2F=0; q3F=0;
qq=0;
    TMM=0; TM=0;
    // key SPITSY -----
    if (modulation==false) event[13]=Form1->Kk009Pci1->
MemW[0x400*TMR2+0x40*9+2*2];
    if (modulation==true ) event[13]=Form1->Kk009Pci1->
MemW[0x400*TMR2+0x40*10+2*2];
    // ---modulation == true -- for SUKHOV -----
-----
    chan_tg=0; chan_tg= int(float (event[13])/60000.0*4095.0);
    if (tof > 300 && chan_tg <4095 && chan_tg >2 &&
        chane > 800 && event[11]==0 && event[12]==0) trg[chan_tg]++;
    if (tof == 0 && chan_tg < 4095 && chan_tg >2 &&
        chane > 800 && event[11]==0 && event[12]==0) trga[chan_tg]++;
    if (tof > 0 ) mks2=event[7];
    if (tof == 0 ) mks1=event[7];
    for (int j=0; j < WORDS_IN_EVENT; j++) buffer[(WORDS_IN_EVENT*
cnt_evn)+j]=event[j];
    cnt_evn++; // считаем события!
    if (cnt_evn >= EVENT_in_BUFFER )
    {
        cnt_wr++;
        cnt_evn=0;
        try { File_Writer (); }
        catch (int ErrorCode)
        {
            ShowMessage(ErrorCode);
        }
    }
}

```



```

if (n_timer > kkk*NDL)
{
  n_timer=0; key_topbot=0;
  Form1->Kk009Pci1->WriteNAF(KW002,0,16,0); // пучок вкл.!
  kkk=1;
  situation=false;
  correlation = false; prodl=false;
  МЕТКА1=0; dt_min=0;
  Form1->Timer2->Enabled=false;
}
if (ampX > PRGA) sumT[strno]++; if (ampY > PRGA ) sumB[strno]++;
  Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*ADC_TOF+2*10];
} // for (..) cycle
}
//-----

```

PIPS-детектор, работающий совместно с данным фрагментом кода, изображен на рис. 11.

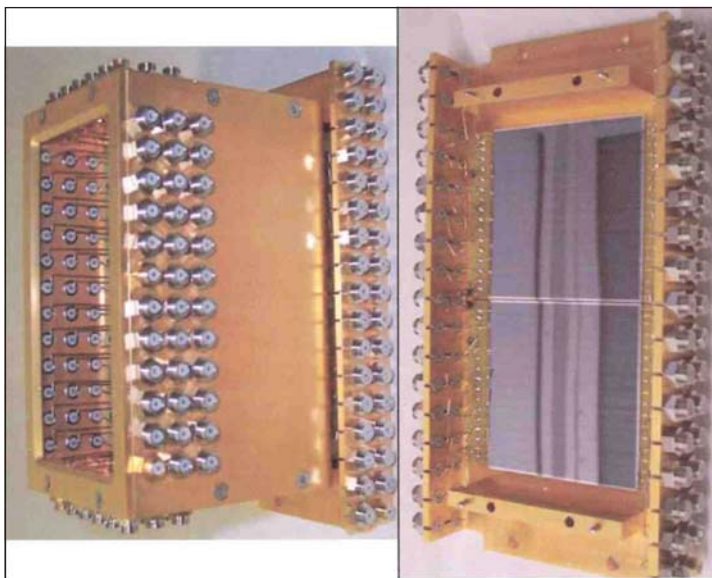


Рис. 11. 32-стриповый (2 × 16) PIPS-детектор Canberra NV для регистрации распадов сверхтяжелых ядер

Ниже показан фрагмент файла-протокола остановок процесса облучения с выделенным фрагментом (стрип № 7 начиная с «0»), показывающим «пой-

манное» системой событие распада  $Z = 117$ . Время корреляции рекойл-альфа-распад  $\sim 4$  мс, первый альфа-распад «вне пучка» примерно 0,7 с. Энергия коррелированной с рекойлом альфа-частицы  $\sim 10,97$  МэВ.

3	10280,0	36,0	0	0,0	2435,752	1,6062	747	1	0	15:42:40
10	10097,6	14,5	0	0,0	2769,114	1,5913	747	1	0	15:48:15
6	10536,2	8,4	0	0,0	1453,090	0,3112	747	1	0	16:37:38
16	10200,7	28,5	0	0,0	1852,617	0,3173	747	1	0	16:44:34
16	10694,2	25,1	0	0,0	2557,451	1,1418	747	1	0	16:55:55
14	10609,5	20,7	0	0,0	2833,547	1,0549	747	1	0	19:24:14
4	10602,2	19,0	0	0,0	3563,611	0,3647	747	1	0	19:35:47
0	10007,6	40,1	0	0,0	162,197	0,5107	747	1	0	19:50:46
3	10514,2	12,4	0	0,0	1478,314	1,5264	747	1	0	20:12:45
1	10567,4	35,9	0	0,0	2896,457	1,0847	748	1	0	20:36:34
0	10159,8	41,2	0	0,0	1309,762	1,3710	748	1	0	21:21:45
4	10648,3	48,3	20	4969,5	1305,479	0,6011	748	1	0	22:33:3
1	10269,9	52,3	0	0,0	1408,015	1,5033	748	1	0	22:35:0
<b>7</b>	<b>10972,6</b>	<b>41,6</b>	<b>0</b>	<b>0,0</b>	<b>1630,480</b>	<b>0,0040</b>	<b>748</b>	<b>1</b>	<b>0</b>	<b>1:1:46</b>
<b>7</b>	<b>9780,3</b>	<b>42,0</b>	<b>17,8</b>	<b>1631,177</b>	<b>748</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	
<b>7</b>	<b>9753,2</b>	<b>35,4</b>	<b>25,4</b>	<b>1634,830</b>	<b>748</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>138</b>	<b>2890</b>	
<b>7</b>	<b>9049,5</b>	<b>44,4</b>	<b>21,6</b>	<b>1664,032</b>	<b>748</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>129</b>	<b>2674</b>	
<b>7</b>	<b>9388,7</b>	<b>42,3</b>	<b>17,1</b>	<b>1671,247</b>	<b>748</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	фаза «вне пучка»
4	10315,3	40,4	0	0,0	4288,290	1,5630	749	1	0	1:46:7
14	11086,5	26,4	0	0,0	677,508	0,2499	749	1	0	1:57:28
3	10479,1	26,4	0	0,0	1510,879	0,4612	749	1	0	2:11:22
24	10828,6	18,7	40,7	1542,793	749	0	0	86	1764	
0	10364,7	41,5	21	4274,1	3144,469	0,7620	749	1	0	2:38:29
22	10558,8	26,1	0	0,0	4290,224	1,6987	749	1	0	2:57:41
7	10446,5	40,7	0	0,0	1737,754	0,0481	749	2	0	3:27:11
4	10490,9	9,7	0	0,0	3420,039	0,2827	749	1	0	3:54:57
16	10470,9	28,0	0	0,0	565,600	1,1436	749	1	0	4:18:35
18	10632,3	44,8	0	0,0	2080,827	0,8008	749	1	0	4:44:20
2	10232,2	26,6	0	0,0	3056,877	1,5583	749	1	0	5:0:35
7	10247,8	26,0	0	0,0	4079,488	0,3662	749	1	0	5:17:28
9	11054,1	35,0	0	0,0	3885,752	0,1233	749	1	0	6:25:59
13	10326,7	3,6	0	0,0	804,961	0,2941	749	1	0	6:46:25
9	10684,7	10,2	0	0,0	2073,124	0,6909	749	1	0	7:7:13
4	10368,0	48,9	0	0,0	2384,122	1,4548	749	1	0	7:12:19
7	10966,7	22,3	0	0,0	4146,062	0,0181	749	1	0	7:41:46
6	10936,0	12,5	0	0,0	1148,973	0,2002	750	1	0	8:3:39
2	10635,9	49,3	0	0,0	1935,647	1,8495	750	1	0	8:16:20
0	10358,9	44,1	0	0,0	3994,814	0,0986	750	1	0	8:50:35
5	10961,0	27,2	0	0,0	4279,783	0,2314	750	1	0	8:55:31

## Приложение 2 ЛОГИКА РАБОТЫ АЦП РА3п «ТЕХИНВЕСТ»

Для регистрации альфа-распадов с 32 стрипов PIPS-детектора Canberra NV в опытах по подтверждению радиоактивных свойств элемента  $Z = 117$  применялся быстрый 12-разрядный АЦП ( $16 \times 3$  каналов для сигналов  $E-X(\text{top})-Y(\text{bottom})$ ) РА3п\*.

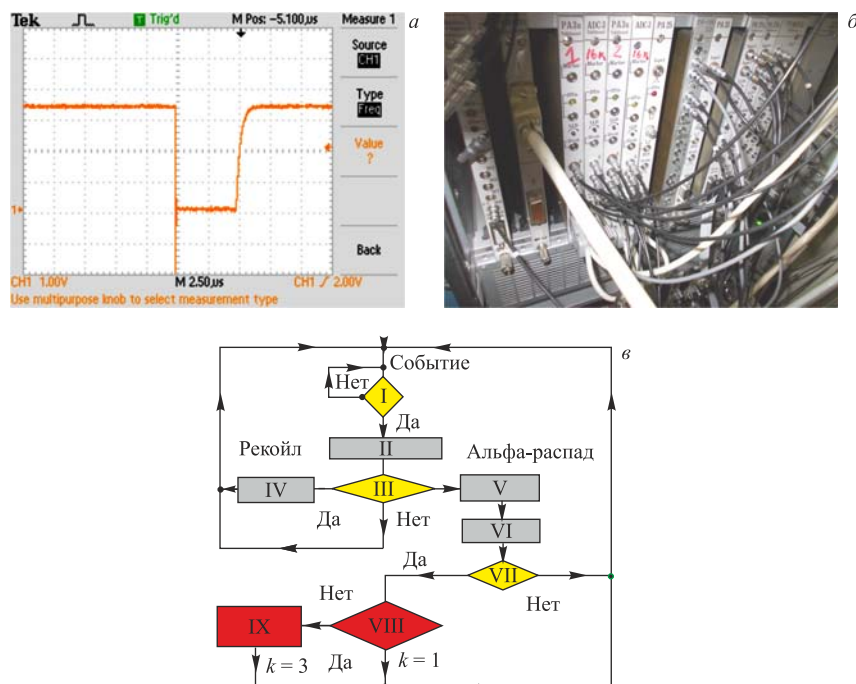


Рис. 12. а) Осциллограмма сигнала «мертвое время» АЦП РА3п «ТехИнвест» (Дубна). б) Крейт КАМАК с АЦП, обслуживающий 121 спектрометрический канал. АЦП Ра3п расположены на станциях № 6, 8. в) Блок диаграмм модифицированной процедуры останова корреляционным сигналом рекойл–альфа-распад. I — признак сигнала события (1/0); II — фильтрация групп «альфа», «ядро отдачи (EVR)»; «не альфа или не ядро отдачи»; III — выбор процедур «альфа» или «EVR»; IV — запись матричных элементов top и bottom для матриц ядер отдачи, выход на регистрацию следующего события; V, VI — определение типа «альфа-частицы», определение матричного элемента обоих сигналов top/bottom; VII — сравнение с соответствующими элементами матриц рекойлов и нахождение минимальных времен, выборка минимального из двух ( $\min(\text{top}, \text{bottom})$ ) (1/0); VIII — если «да», то «стоп» У-400, «нет» — регистрация следующего события; IX — продление фазы останова У-400

\*Кузнецов А. Н. («ТехИнвест», ОЭЗ «Дубна»). Частное сообщение.

На рис. 12, *в* приведена диаграмма, показывающая принцип работы прибора. Существенным моментом является то, что уже после  $\sim 4,9$  мкс АЦП готов к принятию одного события ( $E-X-Y$ ). Таким образом, корреляция типа ядро отдачи  $\rightarrow (\geq 4,9$  мкс) альфа-распад может быть использована как указатель на многозвенное событие. Именно такая структура АЦП оптимизирует регистрацию быстрых парных событий и работу совместно с матричным алгоритмом реального времени и кремниевым позиционно-чувствительным PIPS-детектором. Собственно, именно это подтверждают результаты эксперимента по синтезу элемента 117 [88].

### Приложение 3 К ВОПРОСУ О ВЫСОКИХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ПУЧКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Планы создания новых ускорительных комплексов и физических установок ЛЯР им. Г. Н. Флерова предполагают высокоточные варианты проведения экспериментов по синтезу СТЭ как минимум с фактором  $\sim 10$  по отношению к нынешней ( $\sim 1$  пмкА) ситуации [89] (рис. 13).

Если оставить за скобками такие технические вопросы, как конструкция мишени и входного окна сепаратора для приема столь интенсивного пучка тяжелых ионов, то вопрос применимости алгоритма реального времени для подавления фона в его неизменном виде становится проблематичным из-за потенциально больших временных потерь на частые остановки. Это наглядно демонстрирует примерное оценочное соотношение для данной величины, полученное впервые в [90], а именно\*:

$$\eta \approx 5,16 - 0,4J + 0,016J^2. \quad (30)$$

В данной формуле  $\eta$  — потери времени облучения (%),  $J$  — интенсивность ионов  $^{48}\text{Ca}$  (мкА). Нетрудно видеть, что току даже всего лишь 3 пмкА ( $\sim 54$  мкА) уже будет соответствовать более чем неприемлемый уровень потерь примерно в 30 %!

Разумеется, применяя 32-стриповый детектор вместо 12-стрипового, мы будем иметь некоторый выигрыш, не решающий, впрочем, проблемы. Таким образом, дополнительно потребуются модернизация газонаполненного сепаратора и возможное применение детекторов с большей дискретностью. Это касается применения как позиционно-чувствительных PIPS-детекторов, так и DSSSD-детекторов. Не исключен, конечно, в качестве дополнения путь

---

\*Типичные времена: 1 с — корреляционное окно рекойл-альфа-распад, 1 мин — пауза облучения.

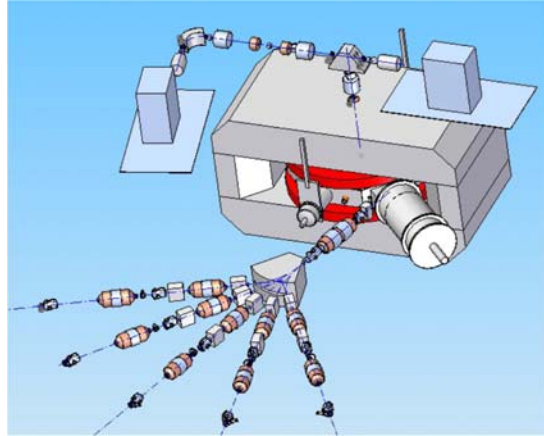


Рис. 13. Схематичное изображение циклотрона DC-280 (проект). Предполагаемая интенсивность пучка тяжелых ионов ( $A \leq 50$ ) вплоть до 10 пмкА [89]

модернизации соответствующих алгоритмов быстрого поиска корреляционных пар. Разумеется, следует кратко упомянуть и возможное ограничение ресурса применения PIPS-детекторов ввиду радиационных повреждений тяжелыми ионами. В самом деле, если применять в качестве грубой оценки плотность дозы  $10^8 \text{ см}^{-2}$  [91] и полагать дополнительно, что эффективная площадь 0,3–0,5 от геометрической и фактор неравномерности распределения по горизонтали  $\sim 2$ , средняя загрузка тяжелыми ядрами  $\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ , то плотность дозы на стрипы с меньшими номерами в течение суток будет равна

$$\sigma \approx \frac{10^5 \text{ с} \cdot 10^3 \text{ ионов/с}}{60 \cdot 12 \text{ см}^2 \cdot 0,5 \cdot 0,5} = 5,6 \cdot 10^5. \quad (31)$$

Соответственно, из (31) следует, что доза  $10^8 \text{ см}^{-2}$  (ядер отдачи) может быть достигнута примерно за  $\sim 0,5$  года облучения. Таким образом, радиационные повреждения фокального детектора, возможно, будут являться дополнительным лимитирующим фактором при проведении длительных экспериментов по синтезу и изучению свойств СТЭ в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Трансурановые элементы / Под. ред. Г. Н. Флорова. М.: Атомиздат, 1967. Вып. 1. С. 6, 7.
2. Subotic K. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 481. P. 71.

3. *Gulbekyan G. G. et al.* FLNR, JINR Scientific Report 1991–1992. Dubna, 1993. P. 273–283.
4. *Цыганов Ю. С.* // ЭЧАЯ. 2011. Т. 42, вып. 5. С. 1535–1590; *Tsyganov Yu. S.* JINR Commun. E13-2006-19. Dubna, 2006.
5. *Subbotin V. G. et al.* // Acta. Phys. Polonica B. 2003. V. 34, No. 4. P. 2159–2162.
6. *Tsyganov Yu. S.* // Appl. Rad. Isotopes. 1997. V. 48, No. 9. P. 1211–1213.
7. *Цыганов Ю. С.* // Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8, № 1. С. 63–67.
8. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 513. P. 413–416.
9. *Tsyganov Yu. S.* // Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1999. V. 25. P. 937–940.
10. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 582/2. P. 696–700.
11. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 477. P. 406–409.
12. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 392. P. 197–201.
13. *Цыганов Ю. С.* // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40, вып. 6. С. 1563–1602.
14. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 525. P. 213–216.
15. Semiconductor Nuclear Particle Detectors // Proc. of an Informatial Conf., Acheville, Sept. 28–30, 1960. NAS-NRC Publ. No. 871. Washington, 1961. P. 27.
16. *Weissenberger E. et al.* Energy Calibration of Surface Barrier Detectors for Fission Fragments // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. V. 248. P. 506–515.
17. *Shmitt H., Wand Pleasanton F.* Evaluation of Semiconductor Detectors for Fission Fragment Energy Measurements // Nucl. Instr. Meth. 1966. V. 40, No. 2. P. 204–208.
18. *Golard J., Gal J.* Calibration of Solid State  $p-n$  Detectors with Alpha and High-Energy Particles // Nucl. Instr. Meth. 1962. V. 16, No. 2. P. 195–198.
19. *Britt H. C., Wegner N. E.* Response of Semiconductor Detectors Fission Fragments // Rev. Sci. Instr. 1963. V. 34, No. 3. P. 274–276.
20. *Shirato S.* Pulse Height Defect in Semiconductor Detectors for Fission Fragments // Jap. J. Appl. Phys. 1964. V. 3, No. 6. P. 326–334.
21. *Цыганов Ю. С., Поляков А. И.* Сообщ. ОИЯИ Р7-92-222. Дубна, 1992.
22. *Miller G. L., Gibson W. M.* Charge Collection in Semiconductor Radiation Detectors // Nucl. Electr. Vienna, IAEA, 1982. V. 1. P. 477–493.
23. *Еремин В. К., Строкан Н. Б., Тиснек Н. И.* Потери заряда в полупроводниковых детекторах в случае плотных треков // Физика и техника полупроводников. 1976. Т. 10, № 1. С. 58–62.
24. *Finch E. C. et al.* The Application of Empirical Calibration Procedures for Heavy Ion Surface Barrier Detectors to Pulse-Height Defect Mass Dependence Data // Nucl. Instr. Meth. 1985. V. 228, No. 2, 3. P. 402–405.
25. *Seibt W., Sundstroem K. E., Tove P. A.* Charge Collection in Silicon Detectors for Strongly Ionized Particles // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 113, No. 3. P. 317–324.

26. *Krulich A. H., Axtman R. C.* Transient Response of Surface Barrier Detectors as a Function of Fission Fragment Energy // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1967. NS-14. No. 4. P. 58–63.
27. *Williams R. N., Lawson E. M.* The Plasma Effect in Silicon Semiconductor Radiation Detector // *Nucl. Instr. Meth.* 1974. V. 120, No. 2. P. 261–268.
28. *Moszynski M., Bengston B.* Plasma Delay and Plasma Time Jitter in Subnanosecond Timing with a Surface Barrier Detector // *Nucl. Instr. Meth.* 1971. V. 91, No. 1. P. 73–77.
29. *Finch E. C., Cafolla A. A., Asghar A.* The Plasma Decay Time in Semiconductor Detectors for Energetic Heavy Ions // *Nucl. Instr. Meth.* 1982. V. 198, No. 2–3. P. 557–565.
30. *Milton J. B. et al.* A New Method for Calibrating the Pulse Height Defect in Solid State Detectors // *Nucl. Instr. Meth.* 1978. V. 157, No. 2. P. 325–331.
31. *Еремин В. К. и др.* Рекомбинация неравновесных носителей в треках тяжелых ионов в Si // *Физика и техника полупроводников.* 1995. Т. 29, вып. 1. С. 79–91.
32. *Kitahara T. et al.* The Pulse Height Defect for Heavy Ions in Surface-Barrier Detectors // *Nucl. Instr. Meth.* 1982. V. 196, No. 1. P. 153–155.
33. *Kobayashi H., Nakamoto A., Hosoe M.* Energy Dependence of Pulse Height Defect with Fission Fragments in a Silicon Surface-Barrier Detector // *Nucl. Instr. Meth.* 1965. V. 34, No. 2. P. 222–224.
34. *Krulich A. H., Axtman R. C.* Energy Dependence of the Pulse Height Defect with Silicon Particle Detectors // *Nucl. Instr. Meth.* 1967. V. 55, No. 2. P. 238–248.
35. *Brown M. D.* The Response of a Silicon Surface-Barrier Detector to Bromine, Iodine and Uranium Ions // *Nucl. Instr. Meth.* 1973. V. 106, No. 1. P. 141–145.
36. *Kitahara T. et al.* The Pulse Height Defect for Heavy Ions in Surface-Barrier Detectors // *Nucl. Instr. Meth.* 1982. V. 196, No. 1. P. 153–155.
37. *Ogihara M. et al.* Systematic Measurement of Pulse Height Defect for Heavy Ions in Silicon Surface-Barrier Detectors // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1986. V. 251, No. 2. P. 313–320.
38. *Henchel H. et al.* Absolute Measurements of Velocities, Masses and Energies of Fission Fragments from Californium-252 (SF) // *Nucl. Instr. Meth.* 1981. V. 190. P. 125–134.
39. *Paasch K., Krause H., Scobel W.* Fission Fragments Spectroscopy with Large Surface-Barrier Detectors // *Nucl. Instr. Meth.* 1984. V. 221, No. 3. P. 558–563.
40. *Finch E. C. et al.* The Application of Empirical Calibration Procedures for Heavy Ion Surface Barrier Detectors to Pulse-Height Defect Mass Dependence Data // *Nucl. Instr. Meth.* 1985. V. 228, No. 2, 3. P. 402–405.
41. *Кушнирук В. Ф.* Рекомбинационные потери заряда при регистрации сильноионизирующих частиц. Сообщ. ОИЯИ 13-11889. Дубна, 1978.
42. *Kanno I.* Recombination Effect as Component of Residual Defect in Silicon Surface Barrier Detector // *J. Nucl. Sci. Technol.* 1992. V. 29, No. 7. P. 690–694.

43. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. С. 317–336.
44. Кушнирук В. Ф. О потерях заряда в полупроводниковых детекторах при регистрации сильноионизирующих частиц. Сообщ. ОИЯИ Р13-11933. Дубна, 1978.
45. Кушнирук В. Ф., Харитонов Ю. П. Исследование поверхностно-барьерных детекторов на пучке ионов ксенона // ПТЭ. 1977. №4. С. 76–79.
46. Karcher T., Wotherspoon N. Response of Silicon Surface Barrier Detectors to Heavy Ions // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 93, No. 3. P. 519–523.
47. Grob J. J. et al. Energy Loss of Heavy Ions in Nuclear Collisions in Silicon // Phys. Rev. B. 1975. V. 11, No. 9. P. 3273–3279.
48. Grob A., Grob J. J., Siffert P. Energy Loss and Straggling of Heavy Ions by Nuclear Interactions in Silicon // Nucl. Instr. Meth. 1976. V. 132, No. 1. P. 273–279.
49. Grob J. J. Energy depositee par les ions iords en interactions nucleaires dans le silicium // These pair obtenir le grade de docteur es-sciences physiques. De l'universite Louis Pasteur de Strasbourg. N d'ordre 1197. CRN/CPR79-17. 1979.
50. Aitken J. H., Dixon W. R. The  $\text{Ge}^{73} (n, \alpha) \text{Zn}^{70}$  Reaction at 14 MeV Observed in a Lithium Drifted Germanium Detector // Nucl. Phys. 1965. V. 67, No. 2. P. 395–400.
51. Ipravich F. M. et al. Measurements of Pulse-Height Defect in Au–Si Detectors for H, He, C, N, O, Ne, Ar, Kr from 2 to 400 keV/nucleon // Nucl. Instr. Meth. 1978. V. 154, No. 2. P. 291–294.
52. Строкан Н. Б. Исследование характеристик, определяющих разрешение по энергии в кремниевых  $n-p$ -счетчиках ядерных частиц // ПТЭ. 1964. №1. С. 91–96.
53. Вербницкая Е. М. и др. Перенос заряда в структурах кремниевых детекторов с встроенным полем // Физика и техника полупроводников. 1987. Т. 21, вып. 8. С. 1394–1399.
54. Verbitskaya E. et al. Physical Aspects of Precise Spectrometry of  $\alpha$ -Particles with Silicon  $pn$ -Junction Detectors // Nucl. Instr. Meth. B. 1994. V. 84. P. 51–61.
55. Wilkins B. D. et al. Pulse-Height Defect for Heavy Ions in a Silicon Surface-Barrier Detector // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 92, No. 3. P. 381–391.
56. Finch E. C., Asghar M., Forte M. Plasma and Recombination Effects in the Fission Fragment Pulse Height Defect in a Surface-Barrier Detector // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 163, No. 2–3. P. 467–477.
57. Finch E. C., Cafolla A. A., Asghar A. The Plasma Decay Time in Semiconductor Detectors for Energetic Heavy Ions // Nucl. Instr. Meth. 1982. V. 198, No. 2–3. P. 557–565.
58. Цыганов Ю. С., Поляков А. И. Сообщ. ОИЯИ Р7-93-142. Дубна, 1993.
59. Цыганов Ю. С. Сообщ. ОИЯИ Р7-91-565. Дубна, 1991.
60. Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N. An Approximate Formula for the Angular Dependence of the Residual Defect in Silicon Radiation Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 363. P. 611–613.



61. *Саченко А. В., Снитко О. В.* Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев: Наук. думка, 1984. С. 93.
62. *Kushniruk V. F., Kharitonov Yu. P., Tsyganov Yu. S.* A New Approach to the Recombination Component of Pulse-Height Defect // FLNR Scientific Report. Dubna, 1991. P. 195–196.
63. *Kushniruk V. F., Tsyganov Yu. S.* A Note on Collected-Charge Fluctuations in Silicon Surface Barrier Detectors at Heavy Ion Registration // Intern. J. Appl. Rad. and Isotopes. 1997.
64. *Finch E. C., Rodgers A. L.* Measurements of the Pulse Height Defect and Its Mass Dependence for Heavy-Ion Silicon Detectors // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 113, No. 1. P. 29–40.
65. *Кушнирук В. Ф., Цыганов Ю. С.* // ПТЭ. 1998. № 3. С. 30–33.
66. *Konechny E., Hetwer K.* Response of Semiconductor Surface Barrier Detectors to Fission Fragments // Nucl. Instr. Meth. 1965. V. 36, No. 1. P. 61–72.
67. *Кушнирук В. Ф.* Препринт ОИЯИ Р13-96-36. Дубна, 1996.
68. *Кузнецов А. Н., Субботин В. Г.* Сообщ. ОИЯИ 13-83-67. Дубна, 1983.
69. *Жучко В. Е., Цыганов Ю. С.* Измерительный программный модуль для спектрометрии продуктов ядерных реакций. Сообщ. ОИЯИ Р7-89-565. Дубна, 1989.
70. *Gikal B. et al.* Operation and Development of U-400 Cyclotron in 1993, 1994 // FLNR Scientific Report. Dubna, 1995. P. 236–238.
71. *Tsyganov Yu. S.* Parameter of Equilibrium Charge States Distribution Width for Calculation of Heavy Recoil Spectra // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 378. P. 356–359.
72. *Александров А. А., Кушнирук В. Ф., Пятков Ю. В.* Амплитудные характеристики полупроводниковых детекторов тяжелых ионов // Методы экспериментальной ядерной физики в исследованиях процессов и продуктов деления: Сб. ст. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 33–38.
73. *Haines E. L., Whitehead A. B.* Pulse Height Defect and Energy Dispersion in Semiconductor Detectors // Rev. Sci. Instr. 1966. V. 37. P. 190–194.
74. *Кушнирук В. Ф., Нгуен Тхи Ха, Цыганов Ю. С.* Исследование мультипликации заряда в полупроводниковых детекторах на пучке ионов  $^{40}\text{Ar}$  // ПТЭ. 1989. № 3. С. 57–61.
75. *Tsyganov Yu., Kushniruk W., Polyakov A.* A Look at the Phenomenon of Charge Multiplication in Silicon Radiation Detector within the Concept of Dynamic Focussing of the Electric Field // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1996. V. 43, No. 5. P. 2496–2500.
76. *Вербицкая Е. М. и др.* // Физика и техника полупроводников. 1987. Т. 24(8). С. 1388.
77. *Цыганов Ю. С.* Релаксация неравновесной проводимости в треках ионизирующих частиц. Сообщ. ОИЯИ Р15-89-107. Дубна, 1989.
78. *Shockley W.* Problems Related to  $p-n$  Junctions in Silicon // Solid State Electronics. 1961. V. 2, No. 1. P. 35.

79. *Kushniruk V. F., Tsyganov Yu. S.* New Field Effect in Silicon Detectors: Bimodal Charge Multiplication // FLNR Scientific Report. Dubna, 1997.
80. *Heijne H. M.* Doctoral Thesis. CERN 83-06. Geneva, 1983. P. 96–97.
81. *Кушнирук В. Ф. и др.* Препринты ОИЯИ P13-96-36, E13-96-327. Дубна, 1996.
82. *Цыганов Ю. С., Рим Юн Сен.* Сообщ. ОИЯИ P7-90-112. Дубна, 1990.
83. *Walter F. J.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. V. NS-11(3). P. 332.
84. *Finch E. C.* // Nucl. Instr. Meth. 1974. V. 121. P. 431.
85. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. of «NEC'2011» Symp., Varna, Bulgaria, Sept. 12–19, 2011. Dubna, 2011. P. 278–280.
86. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. of «ММСП 2011» Conf., Stara Lesna, Slovakia, July 4–8, 2011 / Ed. by G. Adam, J. Busa and M. Hnatic. Springer, 2011. P. 252–257.
87. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Sukhov A. M.* // «НРАЕ 2012» Conf., Kiev, Sept. 3–7, 2012. Part. Nucl., Lett. (submitted).
88. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012 (submitted); JINR Preprint E7-2012-58. Dubna, 2012.
89. *Гикал Б. Н.* Доклад на совещании ЛЯР–ГАНИЛ по проектам новых ускорителей. Дубна, 2012.
90. *Цыганов Ю. С.* Сообщ. ОИЯИ P7-2005-117. Дубна, 2005. 7 с.
91. *Гангрский Ю. П., Марков Б. Н., Перельгин В. П.* Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоиздат, 2001. С. 92.