

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-12

P13-97-12

Ю.С.Цыганов

АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ОБРАЗОВАНИЯ  
АНОМАЛЬНЫХ АМПЛИТУД  
ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ НУКЛИДА  
В КРЕМНИЕВЫЙ ДЕТЕКТОР

1997

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При детектировании тяжелых ионов и продуктов ядерных реакций кремневыми детекторами существуют определенные ограничения спектрометрических характеристик по отношению к линейности преобразования энергия — амплитуда. Одно из названных ограничений — образование дефекта амплитуды, которое обычно относят к трем составляющим, а именно: потери во входном окне детектора, потери за счет ядерных столкновений и рекомбинационные потери [1]. Отметим всеобщность этого эффекта, дающего конечное ненулевое значение величины полного дефекта амплитуды для каждой сильноионизирующей частицы, хотя и в довольно широком диапазоне величин.

Второй нелинейный эффект, присущий кремневым детекторам, — мультипликация заряда [2—11] является менее общим. 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 [8,11], которые позволили авторам сделать вывод о возможности использования эффекта мультипликации для изучения подсистем горячих носителей в кремнии, что представляет более широкий общезначимый 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 туннелированием электронов из верхнего металлического электрода в область пространственного заряда полупроводника (ОПЗ) [3]. В настоящее время этот подход считается неактуальным в силу явных противоречий с рядом экспериментальных фактов [8,11]. Другие подходы рассматривают преобладающую 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 работах [9,10] образование сильного поля связывают с динамической фокусировкой статического поля детектора треком сильноионизирующей частицы.

Альтернативный подход связан с образованием облака неравновесных носителей (дырок, в случае *n*-Si) у поверхности верхнего электрода, и как следствие, происходит формирование области сильного поля, количественно выражаемого как  $\sigma_{ss}/\epsilon_{Si}\epsilon_0$  [11]. Здесь  $\sigma_{ss}$  — поверхностная плотность облака неравновесных носителей у поверхности перехода,  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_{Si}$  — диэлектрические проницаемости вакуума и кремния соответственно. 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 не достаточным условием развития лавины.

Целью данной работы является применение обоих подходов для прояснения специфики детектирования редких событий спонтанного деления ядер, имплантированных в кремниевый детектор, по отношению к возможности получения аномально больших амплитуд.

## 2. НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ФАКТЫ

При регистрации спонтанного деления имплантированного нуклида энерговыделение в чувствительном слое детектора фактически соответствует полному энерговыделению одного из осколков и частичному/полному энерговыделению второго осколка, вылетающего в направлении, обратном направлению имплантации делящегося ядра. С точки зрения возможности возникновения аномальных амплитуд существенным является то, что суммарное энерговыделение, как и суммарная длина трека, превосходит аналогичные величины для калибровочного внешнего источника (например,  $^{252}\text{Cf}$ ). Отметим, что уже в ранней работе [2] 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 работе [7], где было показано:

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

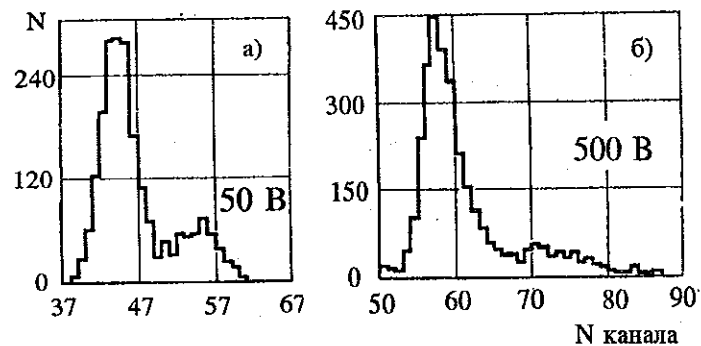


Рис.1. Амплитудные спектры неканалирующих (левый пик) и каналирующих (правый пик) осколков деления. а) 50 В, б) 500 В

б) для каналирующих и неканалирующих осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  наблюдается отчетливая разница в условиях возникновения процесса (рис.1).

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 тестирование при некотором избыточном напряжении смещения по отношению к рабочему.

## 3. МОДЕЛЬ ДИНАМИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ

Хотя идея рассмотрения трека ионизирующей частицы в качестве фокусирующего острья была высказана ранее, количественный аспект она обрела в работе [9], где было получено выражение для максимального поля на полюсе трека ионизирующей частицы в виде\*

$$F_m = F_0 R / r_0. \quad (1)$$

Здесь  $F_0$ ,  $r_0$  — поле (статическое) в детекторе и начальный поперечный размер трека соответственно. Отметим, что хотя в работе [9] рассмотрен однополярный процесс эрозии плазменной колонки [12], однако все выводы могут

\*Предполагается, что размер области обеднения заметно превосходит удвоенный пробег осколка, в противоположном случае необходим учет модуляции базовой области динамически фокусируемым полем. Авторы [9] рассматривают не менее чем трехкратный запас (рис.1).

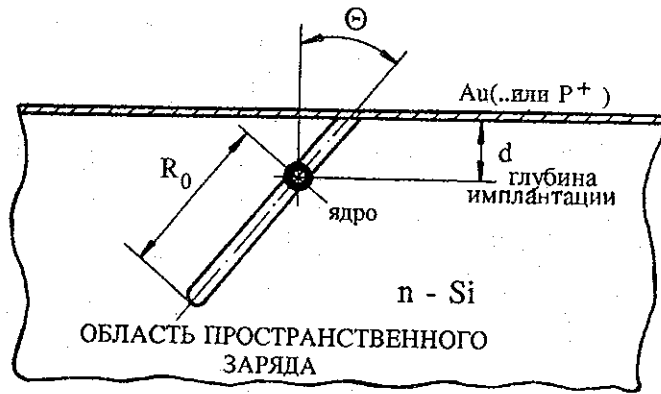


Рис.2. Схематическое изображение спонтанного деления имплантированного ядра, регистрируемое кремниевым детектором

быть легко распространены на верхний полюс трека, если иметь в виду другие модели эрозии плазмы, как, например, [13]. В нашем случае (рис.2), если считать актуальной, с точки зрения создания локально высокого поля, компоненту статического поля, направленную вдоль трека, выражение (1) примет вид

$$F_m = \frac{FR_0}{r_0} \left( \cos \Theta + \frac{d}{R_0} \right), \quad (2)$$

где с целью упрощения рассматриваются одинаковые осколки, имеющие пробег  $R_0$  и энергию  $E_0$ . В соответствии с (2) можно записать критерий достаточности в виде

$$\frac{F_{th}^{impl}}{F_{th}^0} \leq 1 + \frac{d}{R_0} \quad (3)$$

и

$$\frac{V_{th}^{impl}}{V_{th}^0} \leq 1 + \frac{2d}{R_0}, \quad (4)$$

где перечисленные величины пороговых полей ( $F_{th}$ ) и напряжений ( $V_{th}$ ) соответствуют имплантации (impl) и калибровочному источнику (0). При переходе от (3) к (4) 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 [2] в условиях развития процесса для осколков с различным углом входа в детектор.

#### 4. МОДЕЛЬ С ПРИПОВЕРХНОСТНЫМ НАКОПЛЕНИЕМ ЗАРЯДА

В этой модели актуальной является величина отношения полного количества генерированных пар к площади проекции трека на поверхность детектора, отнесенная к некоторому характерному моменту времени  $T_p$ , рассчитываемому в соответствии с формулой

$$T_p = \frac{1}{F} \left( \frac{3E_0 e n_l A}{32\pi^3 \mu (\epsilon_{Si} \epsilon_0)^2 D^2 w} \right)^{1/3}, \quad (5)$$

где  $\mu = 1400 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ,  $n_l$  — линейная плотность генерированных носителей,  $A = 4,19 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2$  [12]. В частности, для нормального входа частицы в детектор имеем

$$\sigma_{ss} = \frac{eE_0}{4\pi D T_p w}, \quad (6)$$

где  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $w$  — средняя энергия образования пары электрон-дырка в кремнии. Полагая, что обусловленное этим зарядом поле выражается как

$$F_m = \frac{\sigma_{ss}}{\epsilon_0 \epsilon_{Si}}, \quad (7)$$

можно получить критерий  $(ER)^{1/3}$ , если считать фактор сильного поля единственно определяющим [11]. В (6)  $e$  — заряд электрона. Далее, рассматривая  $T_p$  как слабо зависящий от угла параметр (для частицы с фиксированной энергией — пробегом), что согласуется с [14,15], искомую плотность приповерхностного заряда в интересующем нас случае можно представить как:

$$\sigma_{ss} = \frac{eE(\Theta)}{wS(\Theta)}, \quad (8)$$

$$T_p(\Theta) = T_p(R(\Theta), E(\Theta)), \quad (9)$$

$$S(\Theta) \approx \pi r_p^2 + (d/\cos \theta + R_0) \sin \theta \cdot r_p, \quad (10)$$

$$r_p^2 = 4DT_p, \quad (11)$$

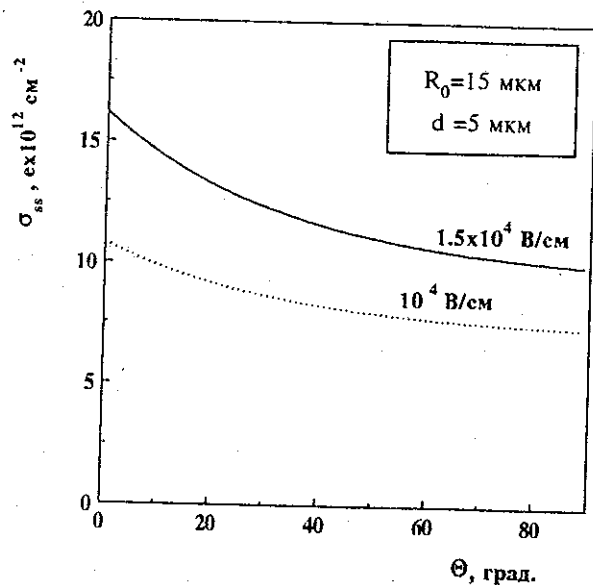


Рис.3. Оценочные значения поверхностной плотности заряда при двух рабочих условиях

Разумеется, при  $E(\Theta) > 2E_0$  и  $R(\Theta) > 2R_0$  берутся, соответственно, максимальные значения  $2E_0$  и  $2R_0$ . Решение системы уравнений (8)–(11) изображено на рис.3. 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:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{2E_0}{R_0} \left(1 - \frac{x}{R_0}\right). \quad (12)$$

Поступая аналогично разд.3, получим

$$\frac{F_{th}^{impl}}{F_{th}^0} \leq \left(1 + \frac{3d}{R_0}\right)^{1/3} \approx 1 + \frac{d}{R_0}, \quad (13)$$

т.е. тот же результат, что и в разд.3.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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. Исследование 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. Основным выводом 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. Данное условие является достаточным.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ОЦЕНКА ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ В РАМКАХ ВТОРОГО ПОДХОДА

Определенная роль в данном процессе могла бы принадлежать уменьшению приповерхностной подвижности носителей по отношению к аналогичному значению в объеме полупроводника и/или локализации неравновесного заряда на поверхностных состояниях. Последнее сразу же вводит требование к величине времени жизни захваченного неравновесного носителя на такое поверхностное состояние (оно не должно быть много меньше плазменного времени). Стабилизирующую роль в процессе образования плотного приповерхностного облака неравновесных носителей играют силы изображения, однако если не иметь в виду радиальное движение приповерхностного заряда. Поскольку в случае возникновения такого состояния названный процесс будет присутствовать с очевидностью, то в качестве первого приближения можно представить весь процесс в виде

$$\frac{d\sigma_{ss}}{dt} = f_1(t) + f_2(t), \quad (14)$$

где  $f_1(t)$  описывает накопление за счет эрозии плазменной колонки и экстракцию носителей из нейтральной области трека, а  $f_2(t)$  — упомянутую релаксацию заряда в радиальном направлении. Дальнейшее упрощение состоит в предположении о максвелловском характере второго процесса с постоянной времени  $\tau_s$ , которая зависит от поверхностной подвижности дырок. В этом случае система уравнений на основе (14) приобретает конкретный характер:

$$\frac{d\sigma_{ss}}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{Q(t)}{S(t)} \right) - \frac{\sigma_{ss}}{\tau_s}, \quad (15)$$

$$S_{\text{eff}}(t) = \pi(r_0^2 + 4Dt), \quad (16)$$

$$Q(t) = \int_0^t i_p(u) du, \quad (17)$$

$$\sigma_{ss}(0) = 0. \quad (18)$$

Отметим здесь тот факт, что система (15)—(17) с начальным условием (18) не является обоснованием модели накопления, а, наоборот, сама является некоторым ее следствием. Более того, она с неизбежностью наследует некоторые недостатки, например, отсутствие (в явном виде) роли начальной концентрации неравновесных носителей в треке ионизирующей частицы. Однако данная система уравнений может быть использована для оценки времени жизни облака носителей у поверхности верхнего электрода, разумеется, при уточнении величины  $\tau_s$  и принятии априорности такого состояния. В более точном варианте постулирование характера релаксационного процесса может не производиться, а вычисляться из менее сильных предположений, но с учетом поверхностных эффектов. Зависимость  $i_p(t)$  может соответствовать формам токовых импульсов, полученных в работах [12,17] в численном виде, или в виде некоторого аналитического приближения с условием, что нормировка временного интервала должна соответствовать величине  $T_p$  для исследуемой частицы, а не альфа-частице, как в [12].

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2. О РОЛИ НАЧАЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ КРИТЕРИЯ $(ER)^{1/3}$

Предложенный в [7,11] критерий должен рассматриваться как локальный. Это означает возможность его применения для частиц с близкими характеристиками, например, при оценке относительных вероятностей мультипликации для пар типа Ar 200 МэВ — Ar 300 МэВ, тяжелый осколок — легкий осколок и т.д. Однако при использовании параметра  $(ER)^{1/3}$  как глобального может быть получен неправильный результат. Так, ион  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 5 МэВ/нуклон имеет, согласно приведенному критерию, превосходящую вероятность мультипликации в сравнении с группой легких осколков  $^{252}\text{Cf}$ . Но эксперимент дает прямо противоположный результат: в поверхностно-барьерных детекторах с удельным сопротивлением 0,6 кОм·см уже при сме-

щении около 100—150 В в спектре осколков деления присутствие аномальных амплитуд было очевидно, в то время как вплоть до 470 В аналогичный эффект для ионов  $^{22}\text{Ne}$  (5,5 МэВ/нуклон) не наблюдался. Отметим также, что это противоречие касается и первого подхода. Как было показано в [8], для однотипных детекторов начало процесса мультипликации может быть связано с параметром начальной концентрации неравновесных носителей сразу после их термализации. Поэтому, модифицируя применяемый критерий, можно записать для нового значения выражение

$$P_m = f(x)(ER)^{1/3}, \quad (19)$$

где  $f(x)$  — монотонно возрастающая функция, а  $df/dx$  — максимальна в окрестности точки  $x_0 = 1$ ,  $x = n/n_0$ . Здесь  $n$  — начальная концентрация неравновесных носителей,  $n_0$  — некоторая константа. На основании [8] и в качестве первого приближения можно принять  $n_0 \approx 1,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

В заключение следует отметить, что все вышесказанное относится к структурам, не содержащим статических неоднородностей, например, в виде встроенного поля [16]. Наличие упомянутых неоднородностей требует отдельного учета влияния конкретной статической неоднородности на вероятность возникновения лавины.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кушнирук В.Ф. — Сообщение ОИЯИ P13-11933, Дубна, 1978.
2. Britt H.C., Wegner H.E. — Rev. Sci. Instr., 1963, v.36, p.627.
3. Walter F.J. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1964, v.NS-11 (3), p.332.
4. Belcarz E., Siffert P. — JINR Commun. 13-74-90, Dubna, 1974.
5. Кушнирук В.Ф., Харитонов Ю.П. — ПТЭ, 1977, т.4, с.76.
6. Heijne H.M., Belcarz E., Muller J.C. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1978, v.NS-25 (3), p.378.
7. Кушнирук В.Ф., Гуинь Тхи Ха, Цыганов Ю.С. — ПТЭ, 1989, т.3, с.57.
8. Tsyganov Yu., Kushniruk V., Polyakov A. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1986, v.43, (5), p.2496.
9. Вербицкая Е.М. и др. — ФТП, 1987, т.24 (8), с.1388.
10. Цыганов Ю.С. — Сообщение ОИЯИ P15-89-107, Дубна, 1989.
11. Кушнирук В.Ф. и др. — Препринты ОИЯИ P13-96-36, E13-96-327, Дубна, 1996.
12. Seibt W., Sundstrom K.E., Tove P.A. — Nucl. Instr. Meth., 1973, v.113, p.317.
13. Finch E.C. — Nucl. Instr. Meth., 1974, v.121, p.431.

14. Кушнирук В.Ф., Харитонов Ю.П. — Сообщение ОИЯИ Р13-9836, Дубна, 1976.
15. Tsyganov Yu., Polyakov A. — Nucl. Instr. Meth., 1995, v.A363, p.611.
16. Вербицкая Е.М. и др. — ФТП, 1987, т.24 (8), с.1396.
17. Williams R.N., Lawson E.M. — Nucl. Instr. Meth., 1974, v.120, p.261.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 января 1997 года.