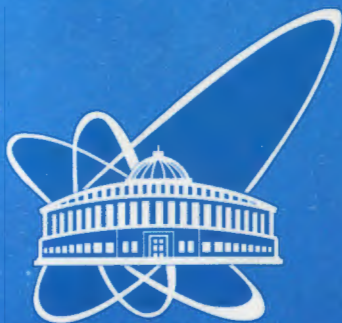


10(17) +



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

67038

150-03

344.1M

P13-2003-150

В. Ф. Кушнирук, Э. Бялковский¹, Ю. Э. Пенионжкевич,
И. Сквирчинска¹, Ю. Г. Соколев, В. Ю. Угрюмов

ДЕФЕКТ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСОВ ИОНОВ ^{48}Ca
В ИОННО-ЛЕГИРОВАННОМ
КРЕМНИЕВОМ ДЕТЕКТОРЕ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

¹Институт ядерной физики им. Г. Неводничанского, Краков, Польша

Введение

При спектрометрии тяжелых ионов кремниевыми детекторами существует специфическая проблема, связанная с необходимостью учета так называемого дефекта амплитуды импульсов. Хорошо известно, что амплитуды сигналов от тяжелых ионов меньше амплитуд сигналов от легких ионов, выделяющих ту же самую энергию в детекторе. Дефект амплитуды обычно определяют по отношению к α -частицам. "Истинная" энергия E тяжелого иона определяется как сумма энергии E_n , определенной по калибровке детектора с помощью α -частиц, и дефицита ("дефекта") энергии ΔE .

Исследования амплитудного дефекта показали, что полный дефект состоит из трех компонент, зависящих от массы и кинетической энергии иона:

$$\Delta E = \Delta E_w + \Delta E_n + \Delta E_r. \quad (1)$$

Величина ΔE_w обусловлена потерями энергии во входном окне детектора. Компонента ΔE_n возникает в результате неионизационных потерь энергии из-за упругих столкновений движущегося тяжелого иона с атомами вещества детектора. Третья величина ΔE_r связана с потерей части генерированных частицей электронно-дырочных пар в результате их рекомбинации в плазменной колонке трека. Определение этой величины представляет наибольшую трудность при описании амплитудного дефекта. Это обусловлено тем, что величина ΔE_r зависит от многих факторов, связанных как с регистрируемой частицей (распределением вдоль трека генерированного частицей заряда, плотностью неравновесных носителей тока, длиной пробега частицы и др.), так и со свойствами детектора (электрофизическими параметрами использованного кремния, технологией изготовления детектора, напряженностью электрического поля в детекторе и др.).

Для описания дефекта амплитуды импульсов в поверхностно-барьерных детекторах в работах [1-4] было предложено несколько эмпирических процедур вычисления дефекта. Эти методики удовлетворительно описывают дефект для детекторов с близкими параметрами и в исследованных авторами диапазонах масс и энергий тяжелых ионов. Применение этих методик к другим детекторам и к другим интервалам масс и энергий часто приводит к заметным ошибкам. Основной недостаток указанных выше эмпирических процедур описания дефекта состоит в том, что они совсем не учитывают или не в полной мере учитывают свойства конкретного детектора.

В более поздней работе [5] было предложено еще одно эмпирическое выражение для описания полного амплитудного дефекта в кремниевых детекторах. Особенность этого выражения заключается в том, что оно содержит два свободных параметра, описывающих индивидуальные свойства детектора. Параметризация, полученная в работе [5], позволяет с достаточно высокой точностью описывать амплитудный дефект в кремниевых поверхностно-барьерных детекторах в широком диапазоне масс и энергий тяжелых ионов. Стандартное отклонение результатов вычислений по всей совокупности экспериментальных данных составило ≈ 0.17 МэВ, что меньше типичных для отдельных экспериментальных точек погрешностей, составляющих $\approx 0.2 \div 0.4$ МэВ. Высокая точность вычисления дефекта с помощью процедуры, предложенной в работе [5], обусловлена прежде всего тем, что при параметризации использовано свыше двухсот экспериментальных точек.

Основной массив экспериментальных данных по дефектам амплитуды импульсов был получен при исследовании поверхностно-барьерных детекторов. В настоящее время для спектрометрии тяжелых ионов широко применяют ионно-легированные детекторы. Для выработки надежной процедуры вычисления значений амплитудного

дефекта для ионно-легированных детекторов также необходим большой массив экспериментальных данных, полученных на разных детекторах в широком диапазоне масс и энергий тяжелых ионов. В упомянутой выше работе [5] сделана первая попытка описания дефекта амплитуды импульсов в ионно-легированных детекторах. При этом было использовано небольшое количество экспериментальных точек, полученных в работе [6], для сепарированных на спектрометре LOHENGRIN осколков деления с массой $A=140$ в интервале энергий $\approx 40 \div 70$ МэВ, с массой $A=101$ в интервале энергий $\approx 40 \div 100$ МэВ и с массой $A=84$ в интервале энергий $\approx 80 \div 100$ МэВ. В последнее время опубликовано две работы [7,8], посвященные исследованию амплитудного дефекта в ионно-легированных детекторах. В работе [7] исследован дефект для упруго рассеянных ионов ^{93}Nb , ^{100}Mo , ^{116}Sn , ^{120}Sn и ^{129}Xe в интервале энергий от 4 до 25 АМэВ. В работе [8] при исследовании дефекта были использованы пучки ионов ^{36}Ar при энергиях 8.06 и 9.04 АМэВ, ионов ^{58}Ni при энергиях 9.08 и 9.73 АМэВ, ионов ^{129}Xe при энергии 6.75 АМэВ и ионов ^{181}Ta при энергии 6.02 АМэВ. Следует отметить, что в работах [7,8] приведены усредненные по большому числу детекторов значения дефектов, что затрудняет установление значений параметров, относящихся к индивидуальным свойствам детектора.

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты исследования дефекта амплитуды импульсов в ионно-легированном детекторе для ионов ^{48}Ca в диапазоне энергий $110 \div 223$ МэВ.

Экспериментальные результаты

Исследование амплитудного дефекта выполнено на пучке ионов ^{48}Ca , ускоренных на ускорителе У-400М Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Пучок ионов падал на углеродную мишень толщиной 60 мкг/см^2 . Ионы ^{48}Ca , упруго рассеянные под углом 5° , поступали в магнитный спектрометр МС11-144 [9], в фокальной плоскости которого помещался исследуемый ионно-легированный детектор. Детектор был изготовлен из высокоомного n -кремния по стандартной планарной технологии. Для регистрации амплитудных спектров и накопления поступающей информации использовался обычный электронный спектрометрический тракт, состоящий из зарядочувствительного предусилителя, усилителя-формирователя с постоянными времени формирующих цепочек $\tau_i = \tau_d = 1 \text{ мкс}$, амплитудно-цифрового преобразователя. Калибровка детектора осуществлялась с помощью α -частиц источника ^{226}Ra . Для контроля стабильности электронного тракта и калибровки линий в энергетических спектрах регистрируемых ионов ^{48}Ca использовался генератор точной амплитуды, импульсы от которого поступали на вход предусилителя.

Типичное распределение амплитуд сигналов, вырабатываемых ионно-легированным детектором при напряжении смещения 101 В, показано на рис.1. Спектр получен при магнитной индукции $B=0.67101 \text{ Тл}$. Узкие пики соответствуют разным зарядовым состояниям ионов ^{48}Ca . Самый узкий пик в начале приведенной части спектра соответствует сигналам от генератора точной амплитуды. Появление в спектре широких пиков меньшей интенсивности обусловлено тем, что часть рабочей поверхности детектора перекрывалась алюминиевыми фольгами разной толщины. Аналогичные спектры набирались при различных жесткостях магнитного спектрометра, что позволило перекрыть диапазон энергий E_0 от 110 до 223 МэВ.

Экспериментальные данные, полученные при приложенном к детектору напряжении смещения $V=101 \text{ В}$ и при разных значениях магнитной индукции B , приведены в таблице 1.

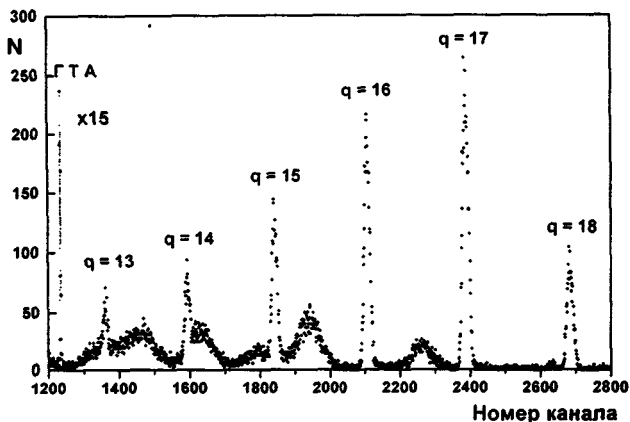


Рис. 1. Типичное распределение амплитуд сигналов кремнивого ионно-легированного детектора для ионов ^{48}Ca . ГТА – генератор точной амплитуды, q – зарядовые состояния ионов ^{48}Ca

Таблица 1. Экспериментальные результаты

E_0 , МэВ	E_a , МэВ	ΔE_s , МэВ	ΔE_w , МэВ	ΔE_n , МэВ	ΔE_r , МэВ	E_t , МэВ	λ , %
223.1	215.3±0.5	7.8±0.5	0.92	0.52	6.4±0.5	221.7±0.5	2.87±0.22
222.2	214.7±0.5	7.5±0.5	0.92	0.52	6.1±0.5	220.8±0.5	2.74±0.23
220.6	213.2±0.5	7.4±0.5	0.92	0.52	6.0±0.5	219.2±0.5	2.72±0.23
219.5	211.5±0.5	8.0±0.5	0.93	0.52	6.6±0.5	218.1±0.5	3.00±0.23
211.4	203.8±0.5	7.6±0.5	0.94	0.52	6.1±0.5	209.9±0.5	2.92±0.24
198.2	191.3±0.4	6.9±0.4	0.97	0.52	5.4±0.4	196.7±0.4	2.75±0.20
197.7	190.5±0.4	7.2±0.4	0.97	0.52	5.7±0.4	196.0±0.4	2.91±0.21
195.4	188.8±0.4	6.6±0.4	0.97	0.52	5.1±0.4	193.9±0.4	2.64±0.20
192.9	185.8±0.4	7.1±0.4	0.97	0.52	5.6±0.4	191.4±0.4	2.93±0.21
185.5	178.8±0.4	6.7±0.4	0.99	0.52	5.2±0.4	184.0±0.4	2.82±0.22
175.5	169.2±0.4	6.3±0.4	1.01	0.52	4.8±0.4	174.0±0.4	2.74±0.23
173.7	167.1±0.4	6.6±0.4	1.01	0.52	5.1±0.4	172.2±0.4	2.94±0.24
171.8	165.4±0.4	6.4±0.4	1.01	0.52	4.9±0.4	170.3±0.4	2.86±0.23
168.1	161.4±0.4	6.7±0.4	1.02	0.52	5.2±0.4	166.6±0.4	3.09±0.19
161.9	155.3±0.4	6.6±0.4	1.03	0.52	5.1±0.4	160.4±0.4	3.15±0.25
154.3	148.2±0.3	6.1±0.3	1.04	0.52	4.5±0.3	152.7±0.3	2.97±0.20
151.3	145.1±0.3	6.2±0.3	1.05	0.52	4.6±0.3	149.7±0.3	3.09±0.20
149.6	143.6±0.3	6.0±0.3	1.05	0.52	4.4±0.3	148.0±0.3	2.99±0.21
134.4	128.6±0.3	5.8±0.3	1.08	0.52	4.2±0.3	132.8±0.3	3.16±0.23
130.5	124.6±0.3	5.9±0.3	1.09	0.52	4.3±0.3	128.9±0.3	3.33±0.23
129.0	123.3±0.3	5.7±0.3	1.09	0.52	4.1±0.3	127.4±0.3	3.21±0.24
115.9	110.4±0.3	5.5±0.2	1.11	0.52	3.9±0.2	114.3±0.2	3.40±0.19
109.9	104.5±0.2	5.4±0.2	1.12	0.52	3.8±0.2	108.3±0.2	3.47±0.19

В первой колонке представлены значения “истинной” энергии E_0 ионов ^{48}Ca , падающих на детектор. Эти значения определены из магнитооптических свойств спектрометра МСП-144, т.е. из значений магнитной индукции B и координаты точки пересечения с фокальной плоскостью траекторий ионов, движущихся в магнитном поле спектрометра. Погрешность приведенных в этой колонке значений энергии не превышала 0.1 МэВ.

Во второй колонке приведены значения энергии ионов E_a , определенные с помощью калибровки по α -частицам источника ^{226}Ra и привязки амплитуд сигналов генератора к амплитудам сигналов от α -частиц. Погрешности в этой колонке соответствуют погрешностям определения генераторных амплитуд сигналов и переносу их от малых каналов к большим. Третья колонка представляет собой величину полного амплитудного дефекта $\Delta E = E_0 - E_a$. В четвертой колонке представлены значения потерь энергии во входном окне детектора ΔE_w . При расчете этих значений использовано среднее значение толщины мертвых слоев, определенных в работе [7] для двух групп ионно-легированных детекторов, поставленных двумя фирмами-производителями детекторов.

В пятой колонке приведены расчетные значения столкновительной составляющей дефекта ΔE_n . При расчете использовано выражение [10]

$$\epsilon_n = 4.464 \epsilon_s / (6.20 + 0.72 \epsilon_s), \quad (2)$$

основанное на вычислениях, выполненных в работе [11] с использованием ЛШШ-теории торможения частиц (теория торможения Линдхарда – Шарффа – Шютта [12,13]). В этом уравнении величины ϵ_n и ϵ_s соответствуют величинам ΔE_n и E_s , выраженным в безразмерных единицах ЛШШ-теории; E_s – энергия, производящая ионизацию в детекторе. Связь между единицами энергии определяется соотношением

$$\epsilon = kE. \quad (3)$$

Коэффициент перехода k от безразмерных ЛШШ-единиц энергии к размерным для иона с атомным номером Z , массовым числом A и энергией E (МэВ), движущегося в кремнии, определяется выражением

$$k = \frac{3.252 \cdot 10^4 (Z^{2/3} + 5.809)^{-1/2}}{14Z} \cdot \frac{28.09}{A + 28.09}. \quad (4)$$

В области энергий ионов ^{48}Ca , исследованной в данной работе, величина ΔE_n практически не меняется. При энергии 223 МэВ она составляет 0.523 МэВ, а при энергии 110 МэВ – 0.521 МэВ.

В шестой колонке приведены значения рекомбинационной составляющей дефекта $\Delta E_r = \Delta E - \Delta E_w - \Delta E_n$, а в седьмой колонке – значения величины $E_l = E_0 - \Delta E_w - \Delta E_n$. Восьмая колонка представляет собой значения относительных рекомбинационных потерь заряда $\lambda = \Delta E_r / E_l$. Погрешности в колонках 3, 6, 7 и 8 соответствуют погрешностям в колонке 2.

На рис.2 показана зависимость полного амплитудного дефекта ΔE от энергии ионов E_0 , а на рис.3 приведена зависимость рекомбинационной составляющей дефекта ΔE_r от величины E_l . Энергия E_l , определенная как разность $E_0 - \Delta E_w - \Delta E_n$, представляет собой ту часть энергии, которая конвертируется в заряд электронно-дырочных пар в чувствительном объеме детектора. Из рис.2 и рис.3 видно, что показанные зависимости являются умеренно возрастающими функциями энергии.

На рис.4 показана зависимость относительных рекомбинационных потерь энергии λ для ионов ^{48}Ca от энергии E_l . Из рис.4 видно, что относительные потери λ медленно уменьшаются с ростом энергии E_l . Наклон зависимости, показанной на рис.4, составляет $m = -0.29 \pm 0.04$.

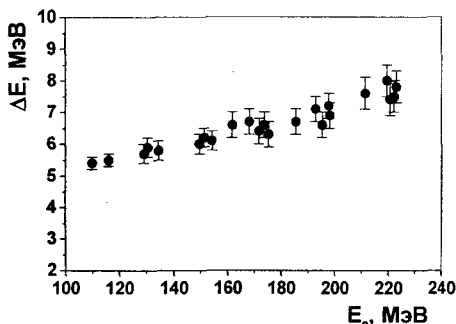


Рис. 2. Энергетическая зависимость полного дефекта амплитуды ΔE

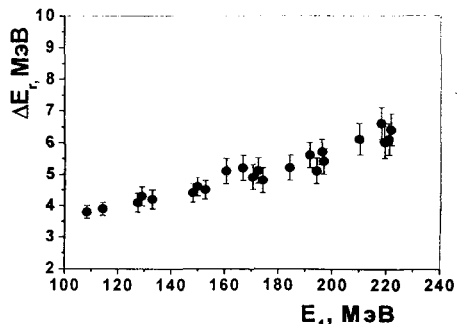


Рис. 3. Энергетическая зависимость рекомбинационной составляющей дефекта ΔE_r

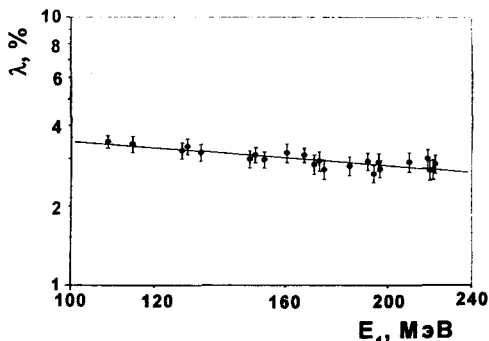


Рис. 4. Зависимость относительных рекомбинационных потерь от энергии E_1

Как следует из работ [14,15], относительные потери заряда при преобладании механизма потерь заряда за счет поверхностной рекомбинации определяются выражением

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

где s – скорость поверхностной рекомбинации, T_p – плазменное время, R – пробег частицы. В общем случае параметр s можно рассматривать в качестве эффективной скорости рекомбинации как на входной поверхности детектора, так и в объеме трека частицы. Зависимость $T_p(E, R)$ подчиняется закономерности [16]

$$T_p \propto \left(\frac{E^2}{R}\right)^{1/3} \cdot \frac{1}{F}, \quad (6)$$

где E – энергия частицы, R – ее пробег, F – напряженность электрического поля, действующего на электроны и дырки, генерированные частицей в треке. Зависимость $R(E)$ в области энергий тяжелых ионов $E > 0.5$ АМэВ хорошо аппроксимируется выражением

$$R = kE^n. \quad (7)$$

Тогда из формул (5), (6), (7) следует, что зависимость $\lambda(E)$ можно представить в виде соотношения

$$\lambda \propto \frac{T_p}{R} \propto E^n. \quad (8)$$

Если для оценки показателя степени m в зависимости (8) воспользоваться часто применяемой для тяжелых заряженных частиц аппроксимацией [17]

$$R = kE^{2/3}, \quad (9)$$

то получим $m = -0.22$. Определенное нами значение этой величины для ионов ^{48}Ca , составляющее $m = -0.29 \pm 0.04$, неплохо согласуется с полученной выше оценкой.

Для сравнения полученного нами значения m со значениями для других ионов воспользуемся результатами работы [3], в которой исследован амплитудный дефект в поверхностно-барьерном детекторе для ионов ^{63}Cu , ^{107}Ag , ^{129}Xe , ^{181}Ta и ^{197}Au в области энергий $E=0.5 \div 2$ АМэВ. Полученные из зависимостей $\lambda(E)$ значения показателя степени m для указанных выше ионов и ионов ^{48}Ca приведены в таблице 2.

Таблица 2. Значения показателя степени m в зависимости $\lambda(E)$ для разных ионов

Ион	$^{48}\text{Ca}_{20}$	$^{63}\text{Cu}_{29}$	$^{107}\text{Ag}_{47}$	$^{129}\text{Xe}_{54}$	$^{181}\text{Ta}_{73}$	$^{197}\text{Au}_{79}$
m	-0.29	-0.24	-0.17	-0.16	-0.11	-0.09

Как видно из таблицы 2, абсолютное значение m в рассмотренной области энергий возрастает с уменьшением порядкового номера Z и атомного числа A . Определенное для ионов ^{48}Ca значение m согласуется с рядом значений для более тяжелых ионов.

Наряду с измерениями при фиксированном напряжении смещения, приложенного к детектору, и различных жесткостях магнитного спектрометра также были выполнены измерения при фиксированном значении магнитной индукции $B=0.67101$ Тл и различных напряжениях смещения. Эти измерения позволяют получить зависимость дефекта амплитуды импульсов от напряженности электрического поля в детекторе. Распределение напряженности электрического поля в чувствительном слое детектора при режиме его работы до полного обеднения определяется формулой

$$F(x) = \frac{2V}{d} \left(1 - \frac{x}{d}\right), \quad (10)$$

где V – приложенная к детектору разность потенциалов, d – толщина чувствительного слоя детектора (слоя пространственного заряда p - n -перехода), x – текущая координата, отсчитываемая от входной поверхности детектора. Если учесть, что величина d пропорциональна $V^{0.5}$, то легко видеть, что напряженность электрического поля также пропорциональна $V^{0.5}$.

На рис.5 представлены зависимости измеряемой энергии E_a ионов ^{48}Ca от величины $V^{-0.5}$, пропорциональной обратной напряженности электрического поля в детекторе, для шести значений энергии E_0 . Из рис.5 видно, что экспериментальные зависимости имеют линейный характер и хорошо согласуются с зависимостями, ожидаемыми в соответствии с формулами (5), (6), которые описывают рекомбинационные потери заряда в плотных треках, создаваемых тяжелыми ионами. Из экстраполяции зависимостей $E_a(V^{-0.5})$ к $V^{-0.5} \rightarrow 0$ определены значения величины E_{amax} , которая по своему смыслу эквивалентна величине E_l (колонка 7, таблица 1). Оцененная из полученных зависимостей разность $E_0 - E_{amax}$ составляет ≈ 1.5 МэВ, что практически

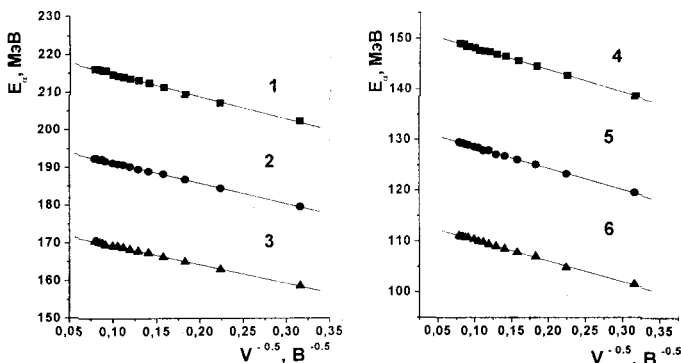


Рис.5. Зависимость измеряемой энергии E_α ионов ^{48}Ca от величины $V^{-0.5}$ для шести значений энергии E_0 :
 1 – $E_0=222.2$ МэВ, 2 – $E_0=198.2$ МэВ, 3 – $E_0=175.5$ МэВ,
 4 – $E_0=154.3$ МэВ, 5 – $E_0=134.4$ МэВ, 6 – $E_0=115.9$ МэВ

совпадает с суммой расчетных значений величин ΔE_w и ΔE_n (колонки 4-5, таблица 1), которые были использованы при получении энергетической зависимости рекомбинационной составляющей дефекта.

Разности $E_{amax} - E_\alpha$ определяют значения рекомбинационной составляющей дефекта ΔE_r при данном напряжении смещения, приложенном к детектору. На рис.6 показаны зависимости $\Delta E_r(V^{-0.5})$ для тех же шести значений энергии E_0 . Из рис.6 видно, что составляющая дефекта ΔE_r пропорциональна обратной напряженности электрического поля в детекторе, как это и следует из выражений (5) и (6).

Из рассмотренных выше энергетических зависимостей амплитудного дефекта следует, что в соответствии с выражением (8) $\Delta E_r \propto E_{\alpha\max}^p$ при $p=1+m=0.71\pm 0.04$. Если принять во внимание зависимости, показанные на рис.6, подтверждающие пропорциональность компоненты дефекта ΔE_r величине $V^{-0.5}$, тогда можно построить общую для всех экспериментальных точек зависимость $\Delta E_r(E_{amax}, V)$. На рис.7 приведена зависимость рекомбинационной составляющей дефекта ΔE_r от величины

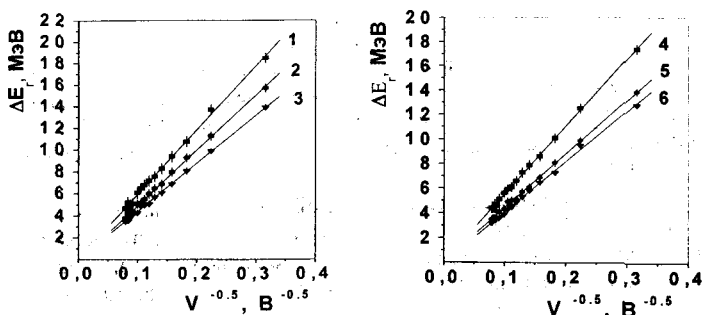


Рис.6. Зависимость рекомбинационной составляющей дефекта ΔE_r от величины $V^{-0.5}$: 1 – $E_0=222.2$ МэВ, 2 – $E_0=175.5$ МэВ, 3 – $E_0=134.4$ МэВ,
 4 – $E_0=198.2$ МэВ, 5 – $E_0=154.3$ МэВ, 6 – $E_0=115.9$ МэВ

$E_{\alpha \max}^{0.71} \cdot V^{-0.5}$. При ее построении также использованы данные таблицы 1, полученные при фиксированном напряжении смещения и разных значениях магнитной жесткости спектрометра. В этом случае в качестве значений $E_{\alpha \max}$ взяты значения E_1 . Из рис.7 видно, что в выбранных нами координатах вся совокупность экспериментальных данных, включающая 107 экспериментальных точек, хорошо аппроксимируется линейной зависимостью. Коэффициент линейной корреляции для всей совокупности данных составляет $R=0.995$. Коэффициент наклона зависимости, показанной на рис.7, составляет $K=1.317 \pm 0.013$. Этот коэффициент отражает индивидуальные свойства исследованного детектора. Он связан с рекомбинационными параметрами и удельным сопротивлением кремния, использованного для изготовления детектора.

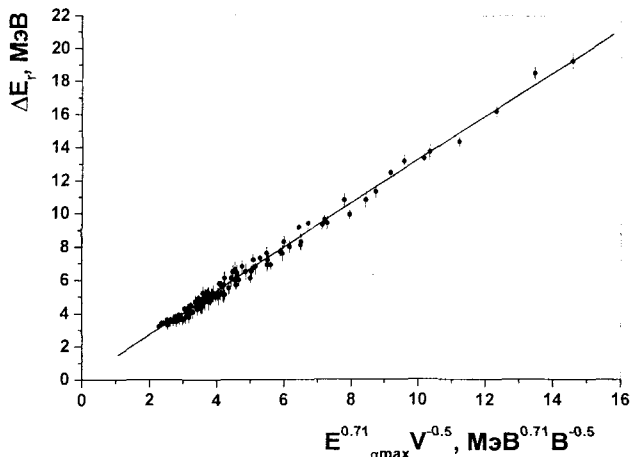


Рис.7. Зависимость рекомбинационной составляющей дефекта ΔE_r от величины $E_{\alpha \max}^{0.71} V^{-0.5}$

Таким образом, для описания рекомбинационной составляющей потерь в данном детекторе окончательно можно записать следующее выражение:

$$\Delta E_r = 1.317 E_{\alpha \max}^{0.71} V^{-0.5}, \quad (11)$$

где $E_{\alpha \max}$ – энергия в МэВ, производящая ионизацию в чувствительном слое детектора, а V – приложенное к детектору напряжение смещения в вольтах.

Завершая анализ экспериментальных данных, отметим, что выражение (11), отражающее зависимость рекомбинационной составляющей потерь от энергии ионов ^{48}Ca и от напряженности электрического поля в детекторе, хорошо согласуется с моделью потерь заряда [15,16], основанной на рекомбинации неравновесных носителей тока, генерированных частицей в треке, с учетом их растекания за счет амбиполярной диффузии в течение интервала времени, равного плазменному времени.

Заключение

Исследован дефект амплитуды импульсов в ионно-легированном детекторе для ионов ^{45}Ca в интервале энергий 110 ± 223 МэВ. Получены энергетические зависимости рекомбинационной составляющей дефекта ΔE_r и полного дефекта ΔE_0 , а также зависимости измеряемой энергии ионов E_0 и рекомбинационной составляющей дефекта ΔE_r от величины $V^{-0.5}$, которая пропорциональна обратной напряженности электрического поля в детекторе. Показано, что поведение полученных зависимостей хорошо согласуется с моделью потерь заряда, основанной на рекомбинации неравновесных носителей тока, генерированных частицей в треке, с учетом их растекания за счет амбиполярной диффузии в течение плазменного времени.

Авторы благодарят Й. Винцоура, Р. Калпакчиеву и Н.К. Скобелева за помощь при выполнении данной работы.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке грантами INTAS № 00-00463 и РФФИ № 01-02-22001, а также грантом Полномочного представителя Польши в ОИЯИ.

Список литературы

1. H.W. Schmidt, W.E. Kiker and C.W. Williams, Phys. Rev. B4 (1968) 873.
2. S.B. Kaufman et al., Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 47.
3. J.B. Moulton et al., Nucl. Instr. and Meth. 157 (1978) 325.
4. M. Ogihara et al., Nucl. Instr. and Meth. A 251 (1986) 313.
5. S.I. Mulgin, V.N. Okolovich, S.V. Zhdanov, Nucl. Instr. and Meth. A 388 (1997) 254.
6. A. Spieler, Diploma Thesis TH Darmstadt (1992); F. Gönnewein, FZR 93-08 (1993) p.1.
7. G. Pasquali et al., Nucl. Instr. and Meth. A 405 (1998) 39.
8. G. Tăbăcaru et al., Nucl. Instr. and Meth. A 428 (1999) 379.
9. A.V. Belozyorov et al., Nucl. Instr. and Meth. A 411 (1998) 343.
10. B.D. Wilkins et al., Nucl. Instr. and Meth. 92 (1971) 381.
11. E.L. Haines and A.B. Whitehead, Rev. Sci. Instr. 37, №2 (1996) 190.
12. J. Lindhard, M. Scharff, H.E. Schiott, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat-Fys. Medd. 33, №14 (1963) p.1.
13. J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff and P.V. Thomsen, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat-Fys. Medd, 33, №10 (1963) p.1.
14. В.Ф. Кушнирук. Препринт ОИЯИ 13-11889 (1978) с.1.
15. В.Ф. Кушнирук. Препринт ОИЯИ 13-11883 (1978) с.1.
16. W. Seibt, K.E. Sundström, P.A. Tove, Nucl. Instr. and Meth. 113 (1973) 317.
17. J.M. Alexander, M.F. Gazdik, Phys. Rev. 120 (1960) 874.

Получено 29 июля 2003 г.