

СЗУЧ.1М

К-965

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



385/2-79

29/1-79

13 - 11889

В.Ф.Кушнирук

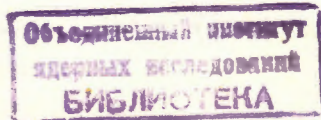
РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЗАРЯДА
В ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ ДЕТЕКТОРАХ
ПРИ РЕГИСТРАЦИИ
СИЛЬНОИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ

1978

13 - 11889

В.Ф.Кушнирук

РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЗАРЯДА
В ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ ДЕТЕКТОРАХ
ПРИ РЕГИСТРАЦИИ
СИЛЬНОИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ



Кушнирук В.Ф.

13 - 11889

Рекомбинационные потери заряда в поверхностно-барьерных детекторах при регистрации сильноионизирующих частиц

Проанализированы потери заряда при регистрации сильноионизирующих частиц поверхностно-барьерными детекторами. Показано, что основным механизмом потерь заряда является рекомбинация, которая характеризуется эффективным временем жизни $\tau_{эф} \approx 100$ нс. Расхождения в величине потерь заряда для высокоомных и низкоомных детекторов устраняются при учете напряженности электрического поля. Величина потерь заряда сложным образом зависит от параметров частиц и слабо зависит от параметров конкретного детектора.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kushniruk V.F.

13 - 11889

Recombination Charge Losses in Surface-Barrier Detectors at the Registration of Heavily Ionizing Particles

The charge losses were analyzed at registration of heavily ionizing particles by silicon surface-barrier detectors. It is shown that the principal mechanism of charge losses is the recombination, which can be characterized by the effective lifetime $\tau_{eff} \approx 100$ ns. The disagreement between the value of charge losses for low and high resistivity detectors is eliminated by taking into account the electric field tension. The value of charge losses has a complex dependence on particle parameters and a weak dependence on the parameters of a given detector.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

При регистрации поверхностно-барьерными детекторами ионов ^{136}Xe с энергией ~ 1 МэВ/нуклон было обнаружено $1/2$, что доля собранного заряда сильно зависит от напряжения смещения и изменяется от детектора к детектору /рис. 1/. Попытаемся выяснить основные

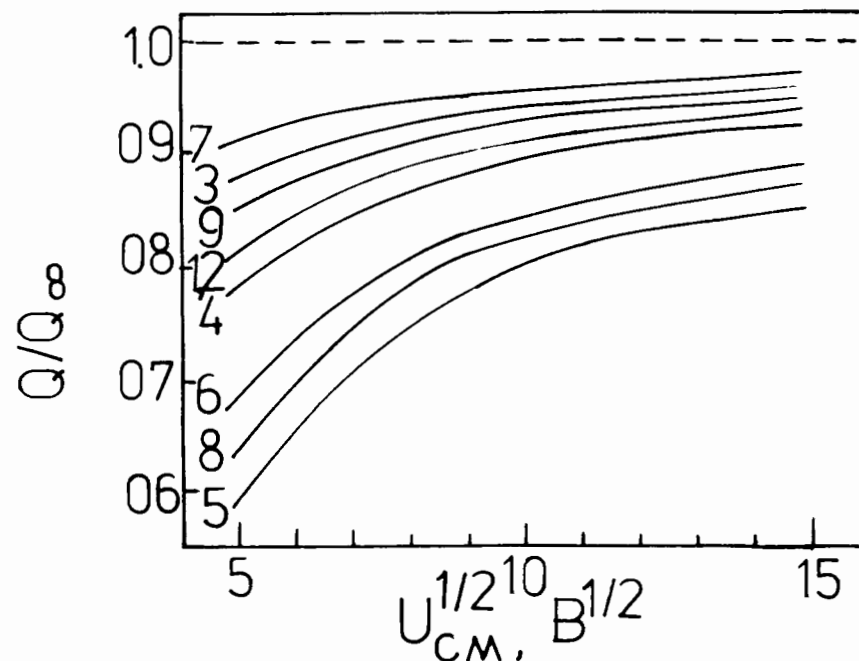


Рис. 1. Доля собранного заряда в зависимости от напряжения смещения. Цифры около кривых соответствуют номерам детекторов.

закономерности, определяющие наблюдаемую величину остаточного амплитудного дефекта.

1. Наиболее вероятным механизмом потерь заряда при регистрации сильноионизирующих частиц / α -частиц, тяжелых ионов, осколков деления/ является рекомбинация электронно-дырочных пар^{/2-4/}. Поскольку в рабочей области детектора концентрация свободных носителей мала, рекомбинация существенна только в треке ионизирующей частицы, т.е. она имеет место лишь в течение времени разделения электронов и дырок. В работах^{/4,5/} показано, что в случае малых потерь долю потерянного заряда λ можно определить из соотношения:

$$\lambda = \frac{T}{\tau}, \quad /1/$$

где T - время разделения электрическим полем электронно-дырочных пар, τ - усредненное по рабочему объему детектора время жизни неравновесных носителей. Зависимость /1/ очень проста и удобна для интерпретации экспериментальных данных. Она позволяет отделить случай локализации носителей на ловушках от рекомбинации, поскольку при локализации должна наблюдаться более сложная зависимость^{/6,7/}.

Время разделения электронов и дырок в неплотном треке при его длине ≈ 20 мкм и напряженностях электрического поля $\geq 10^3$ В/см, должно составлять ≈ 1 нс. Однако в плотных треках экспериментально наблюдаемые времена нарастания импульсов на порядок, а иногда и более, превышают указанную величину^{/8/}. Поэтому под временем разделения обычно подразумевают так называемое плазменное время $T_{пл}$, т.е. интервал времени, в течение которого происходит рассасывание области с высокой плотностью электронно-дырочных пар. При регистрации таких сильноионизирующих частиц, как ионы ^{136}Xe с энергией ≈ 150 МэВ, плотность генерированного заряда в начальный момент может превышать 10^{18} см⁻³.

Величина $T_{пл}$ не зависит от конкретных параметров детектора. Она полностью определяется характери-

стиками регистрируемой частицы /массовым числом A , зарядом Z , энергией E и удельными потерями энергии dE/dx /, а также величиной напряженности электрического поля F . Зависимость $T_{пл}$ от F имеет простой характер^{/8/}:

$$T_{пл} = kF^{-1}. \quad /2/$$

Вторая величина τ в формуле /1/ для данного детектора и данного уровня возбуждения неравновесных носителей постоянна. Поэтому, если определяющим фактором потерь является рекомбинация электронно-дырочных пар в треке, то для данного детектора экспериментально должна наблюдаться линейная зависимость $\Delta E = f(F)$.

2. Рассмотрим экспериментальную зависимость амплитудного дефекта от напряженности электрического поля. Для этого необходимо определить энергию, затрачиваемую на ионизацию и соответствующую величине Q_∞ на рис. 1 / Q_∞ - заряд, собранный на электродах при бесконечно большой напряженности электрического поля/.

Энергия ионов $^{136}\text{Xe}^{+9}$ на выходе циклотрона У-300 составляет ≈ 149 МэВ. Необходимо учесть уменьшение этой энергии при рассеянии ионов, поглощении в рассеивателе /толщина рассеивателя ≈ 200 мкг/см² Au / и во входном окне детектора, толщина которого принималась равной 50 мкг/см² Au. Следует также иметь в виду, что часть энергии будет теряться за счет упругих ядерных столкновений, при которых энергия иона передается атомам вещества детектора без ионизации. При расчете потерь энергии в поглотителях использовались значения электронной тормозной способности из таблиц^{/9/} с поправками на атомное число ионов. Потеря энергии за счет ядерного торможения рассчитывалась в соответствии с работой^{/10/} по формуле, приведенной в работе Уилкинса и др.^{/11/}. После всех поправок энергия, которая тратится на генерацию неравновесных электронно-дырочных пар, была принята равной 136 МэВ.

На рис. 2 показаны потери энергии ΔE в зависимости от максимальной напряженности электрического по-

ля F_{\max} в поверхностно-барьерном детекторе. Выбор F_{\max} в качестве значения для F основан на том, что для всех исследованных детекторов величина F в точке, находящейся на расстоянии от поверхности детектора, равном половине длины трека, составляла от 0,83 до 0,96 F_{\max} при 25 и 225 В соответственно. При расчете F среднее значение удельного сопротивления принималось равным 500 Ом·см.

Из рис. 2 видно, что для всех без исключения детекторов зависимость $-\Delta E = f(F_{\max}^{-1})$ в исследованном интервале F_{\max} имеет линейный характер. Причем для всех детекторов при экстраполяции к бесконечно большому полю ($F_{\max}^{-1} \rightarrow 0$) амплитудный дефект $\Delta E \rightarrow 0$. Отсутствие отклонения от линейной зависимости даже при полях ~ 25 кВ/см доказывает, что потери заряда в основном происходят в плазменной колонке за счет

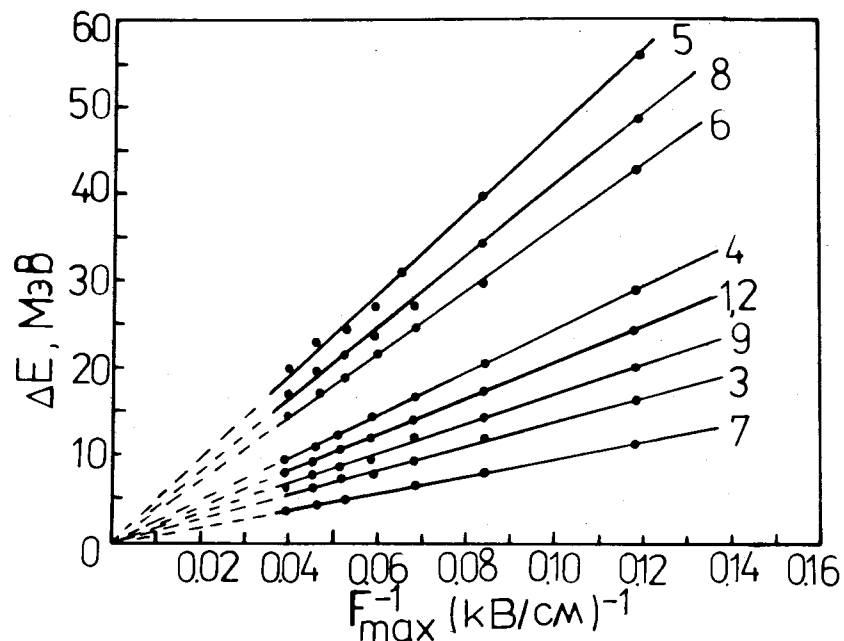


Рис. 2. Потери энергии в зависимости от обратной величины максимальной напряженности электрического поля. Цифры около прямых соответствуют номерам детекторов.

рекомбинации электронно-дырочных пар. В случае преобладания локализации носителей на время, сравнимое с длительностью импульса, при полях ~ 25 кВ/см должно наблюдаться значительное отклонение от линейной зависимости из-за насыщения дрейфовой скорости^{/12/}.

3. Для того, чтобы из имеющихся экспериментальных данных оценить время жизни носителей, необходимо знать $T_{пл}$. Вопрос о величине $T_{пл}$ интенсивно обсуждался в ряде работ^{/13-16/} на основе концепции токов, ограниченных пространственным зарядом, и на основе предположений о квадратичной и линейной суперпозиции плазменного времени и времени собирания носителей, обусловленного дрейфом под действием электрического поля. Общим недостатком указанных выше работ является отсутствие удобной для вычислений и обеспечивающей достаточную точность аналитической зависимости для $T_{пл}$.

В последнее время появились работы^{/17,18/}, где приводится аналитическая зависимость $T_{пл}$ от совокупности параметров, описывающих движение сгустка электронно-дырочных пар в поле р-п перехода. Согласно^{/17/}, для кремниевых детекторов при комнатной температуре величина $T_{пл}$ определяется выражением:

$$T_{пл} = 1,32 \cdot 10^{-10} (n_1 E)^{1/3} F^{-1}, \quad /3/$$

где n_1 - линейная плотность генерированного ядерной частицей заряда в предположении равномерной вдоль трека генерации, E - энергия частицы, F - напряженность электрического поля.

В работе^{/18/} предложена другая формула для заряда, собранного на электродах:

$$Q = \frac{\epsilon \mu F^2}{4L} D_a T \left(1 + \frac{4\ell}{3\sqrt{D_a T}} \right), \quad /4/$$

где L - расстояние между треком и анодом, ℓ - длина трека, T - время /при $Q = Q_0$, $T = T_{пл}$ /, ϵ - диэлектрическая постоянная кремния, μ - подвижность электронов, D_a - коэффициент амбиполярной диффузии. В этой же ра-

боте даются частные решения уравнения /4/ для случаев, когда преобладает либо боковое растекание трека, либо собиране из торца трека.

На рис. 3 показаны рассчитанные по формулам /3/ и /4/ зависимости $T_{пл} = f(F)$ для ионов ^{136}Xe . При расчете принимались следующие значения величин: $E = 140 \text{ МэВ}$, $l = 20 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $L = 10^{-2} \text{ см}$, $D_a = 18 \text{ см}^2/\text{с}$, $\mu = 1,4 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Корни уравнения четвертой степени /4/ относительно T вычислялись с точностью не хуже 1%. Как видно из рис. 3, плазменные времена, вычисленные по /3/ и /4/, отличаются в несколько раз. Выбор между двумя формулами может быть сделан лишь на основе

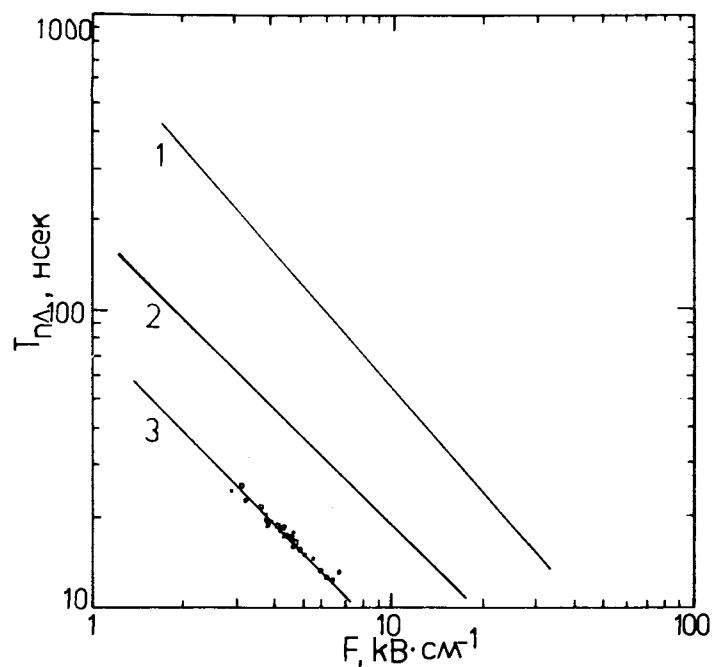


Рис. 3. Зависимость плазменного времени от напряженности электрического поля. 1 - расчет для ионов ^{136}Xe по формуле /4/, 2 - расчет для ионов ^{136}Xe по формуле /3/, 3 - расчет по формуле /3/ и сравнение с экспериментом для ионов ^{16}O / $E = 42 \text{ МэВ}$ / для трех детекторов.

сравнения с экспериментальными данными. Как показано в работе /17/, формула /3/ дает очень хорошее совпадение с экспериментом для α -частиц с энергией $5,5 \text{ МэВ}$ / $l \approx 20 \text{ мкм}$ / и $8,8 \text{ МэВ}$ / $l \approx 50 \text{ мкм}$ / и для ионов ^{16}O с энергией 42 МэВ / $l \approx 20 \text{ мкм}$ /. Прямая 3 на рис. 3 демонстрирует прекрасное совпадение расчета по формуле /3/ для 42 МэВ ^{16}O с экспериментально измеренными значениями $T_{пл}$ для трех разных детекторов. Это убеждает нас в том, что аналитическое выражение /3/, предложенное в работе Сейбта и др. /17/, с достаточной для наших оценок степенью точности может быть использовано для вычисления $T_{пл}$ в широком диапазоне плотностей генерированных зарядов. В дальнейшем необходимое для оценки времени жизни неравновесных носителей $T_{пл}$ будет вычисляться по формуле /3/.

4. Используя результаты рис. 2 и соотношение /3/ для расчета $T_{пл}$, вычислим эффективное время жизни неравновесных носителей. Это время определяет особенности рекомбинационных потерь каждого детектора, поскольку $T_{пл}$ не зависит от конкретных параметров материала детектора, а определяется только плотностью электронно-дырочных пар и напряженностью электрического поля. Под эффективным временем жизни следует понимать время, которое характеризует рекомбинацию не только в объеме чувствительной области детектора, но и в приповерхностном слое:

$$\frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} = \frac{1}{\tau_{\text{об}}} + \frac{1}{\tau_{\text{пов}}} \quad /5/$$

Причем, как следует из работ /1,19/, $\tau_{\text{пов}}$ может быть преобладающей величиной, поскольку для тяжелых ионов экспериментально наблюдается увеличение потерь заряда в 5-10 раз по сравнению с α -частицами при падении ионов под углами к поверхности детектора.

Соотношение /1/, из которого можно получить $\tau_{\text{эфф}}$ по измеренной потере заряда λ , справедливо лишь для малых потерь. В нашем случае при малых напряжениях смещения λ достигает больших значений. Величина λ изменяется от 0,4 до 0,09 при $U_{\text{см}} = 25 \text{ В}$. Поэтому

применение формулы /1/ приводит к заметным ошибкам. Для исключения этих ошибок запишем точное выражение для λ . Как показано в работе^{/4/}, число потерянных носителей N можно найти из формулы:

$$N = N_0 \left(1 - e^{-\frac{T_{пл}}{\tau_{эфф}}}\right) \quad /6/$$

Отсюда эффективное время жизни:

$$\tau_{эфф} = T_{пл} \cdot \left(\ln \frac{1}{1-\lambda}\right)^{-1} \quad /7/$$

где $\lambda = \frac{N}{N_0}$ - доля потерянного заряда.

В табл. 1 приведены результаты вычислений $\tau_{эфф}$ по формулам /7/ и /3/ для 9 детекторов при 4 напряженностях электрического поля. Следует отметить малый разброс вычисленных значений $\tau_{эфф}$ для каждого детектора в отдельности при переходе от одного значения поля к другому. В целом обращает на себя внимание очень низкая величина $\tau_{эфф}$, которая даже для его максимального значения $\tau_{эфф} = 246$ нс /детектор 7/ примерно на порядок ниже времени жизни τ_a , которое проявляется при регистрации α -частиц^{/5/}. Такое различие может быть связано частично с тем, что в рассматриваемом случае уровень возбуждения почти в 30 раз превышает уровень возбуждения, соответствующий α -частицам, а также частично с ростом вклада поверхностной рекомбинации.

5. Имея измеренные значения рекомбинационных потерь энергии, напряженностей электрического поля и вычисленные значения $\tau_{эфф}$, можно построить единую для всех детекторов зависимость потерь энергии от указанных параметров. Действительно, F_{max} и $\tau_{эфф}$ полностью характеризуют каждый детектор по отношению к рекомбинационным потерям, а зависимость, обусловленная параметрами регистрируемой частицы / A , Z , E , dE/dx /, должна быть одной и той же, поскольку результаты относятся только к ионам ^{136}Xe с энергией ≈ 140 МэВ.

На рис. 4 приведена зависимость $\Delta E = f(F_{max}^{-1} \tau_{эфф}^{-1})$.

Таблица 1
Значения $\tau_{эфф}$, вычисленные из соотношения /7/

Напряжение смещения, напряженность поля, плазменное время	Потеря заряда, эффективное время жизни, нс	Номера детекторов																	
		1	2	3	4	5	6	7	8	9									
$V = 25$ В, $F_{max} = 6,44$ кВ/см $T_{пл} = 22,0$ нс.	λ $\tau_{эфф}$	0,185	0,185	0,120	0,215	0,405	0,310	0,085	0,360	0,150	108	108	172	91	42	59	246	49	135
$U_{эл} = 50$ В, $F_{max} = 11,93$ кВ/см $T_{пл} = 15,6$ нс	λ $\tau_{эфф}$	0,130	0,130	0,090	0,155	0,290	0,220	0,060	0,250	0,105	112	112	165	93	45	63	252	54	140
$U_{эл} = 100$ В, $F_{max} = 16,88$ кВ/см $T_{пл} = 11,0$ нс	λ $\tau_{эфф}$	0,090	0,090	0,060	0,105	0,200	0,155	0,045	0,175	0,075	117	117	178	99	49	65	239	57	141
$U_{эл} = 120$ В, $F_{max} = 18,64$ кВ/см $T_{пл} = 10$ нс	λ $\tau_{эфф}$	0,080	0,080	0,055	0,095	0,180	0,145	0,040	0,160	0,065	120	120	176	100	50	64	244	57	148
	$\bar{\lambda}$	114	114	173	96	47	63	246	54	141									

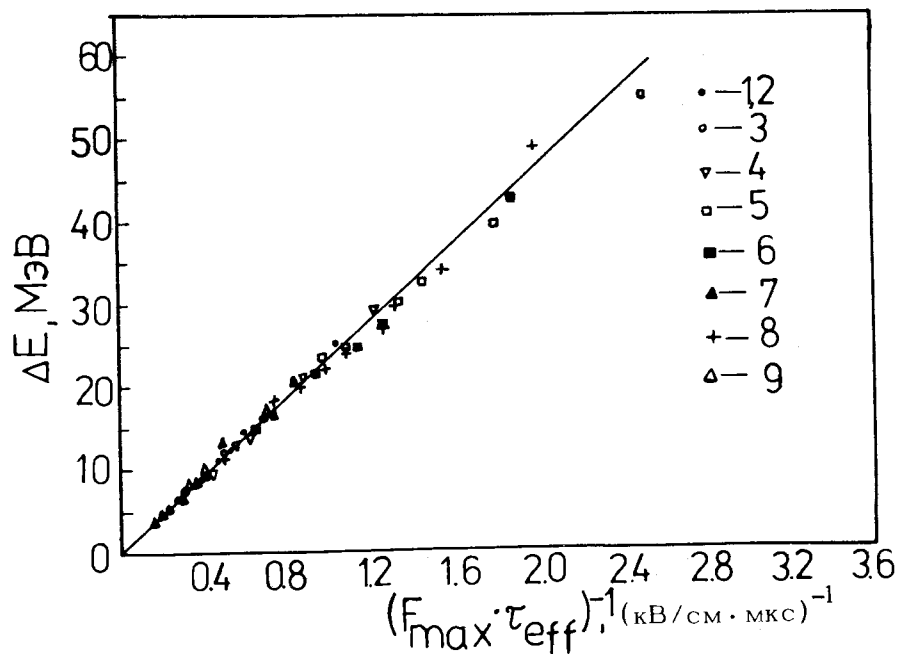


Рис. 4. Зависимость потерь энергии от произведения обратных величин напряженности электрического поля и эффективного времени жизни для ионов ^{136}Xe . Цифры соответствуют номерам детекторов.

Экспериментальные значения рекомбинационных потерь для всех детекторов и всех напряжений смещения хорошо укладываются на прямую линию

$$\Delta E = K \cdot (F_{\max} \cdot \tau_{\text{эфф}})^{-1}, \quad /8/$$

где $K = 23,2 \pm 0,2 \text{ МэВ} \cdot \text{кВ} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мкс}$ для ионов ^{136}Xe с энергией $\approx 140 \text{ МэВ}$.

Аналогичные зависимости можно получить для ряда других ионов, используя результаты работ /11,20/. Следует отметить, что в этих работах результаты получены с детекторами, изготовленными из кремния, удельные сопротивления которого лежат в очень широком интервале значений /290+23000 Ом·см/. На рис. 5

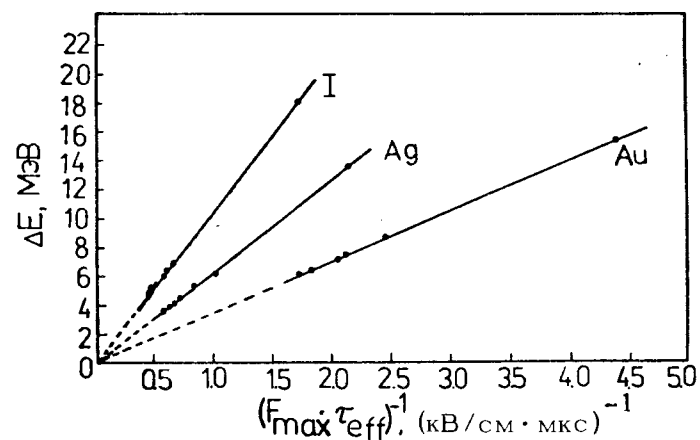


Рис. 5. Зависимость потерь энергии от произведения обратных величин напряженности электрического поля и эффективного времени жизни для ионов I, Ag, Au.

показаны зависимости $\Delta E = f(F_{\max}^{-1} \cdot \tau_{\text{эфф}}^{-1})$ для ионов иода, серебра, золота при фиксированных значениях энергии каждого иона. Как видно из рис. 5, экспериментальные точки хорошо ложатся на прямые, в том числе и точки, которые соответствуют группе детекторов, отнесенных в работах /11,20/ к высокоомным. Значения коэффициента K для всех ионов совместно с параметрами, характеризующими частицу, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Ион	Значения коэффициента K для различных ионов				
	Z	A	E МэВ	dE/dx МэВ/(мг/см ²)	K
Xe	54	136	140	52	23,20
I	53	127	60	40	10,50
Ag	47	108	50	35	6,25
Au	79	197	40	30	3,50

Как видно из табл. 2, для двух ионов, имеющих близкие A и Z /Xe и I /, величина K изменяется приблизительно пропорционально энергии иона. Однако для ионов, имеющих сильно отличающиеся A , Z , E и dE/dx , нельзя обнаружить какой-либо простой связи с указанными параметрами. Необходимы дальнейшие экспериментальные исследования потерь заряда для различных ионов и анализ этих потерь с целью установления закономерности изменения коэффициента пропорциональности в зависимости /8/.

Детекторы, изготовленные из высокоомного кремния, не удовлетворяют полученной авторами работ /11,20/ эмпирической зависимости для потерь:

$$\Delta E = K [(dE/dx) - (dE/dx)_{crit}], \quad /9/$$

где $(dE/dx)_{crit}$ - некоторое критическое значение удельной ионизации, равное $5,1 \pm 0,6$ МэВ/мг·см⁻², а значение K определяется соотношением

$$K = (3,47 \pm 0,12) \cdot 10^{-3} (Z - 11) \quad 28 \leq Z \leq 92. \quad /10/$$

Разделение детекторов на высокоомные и низкоомные на основе зависимости /9/ представляется нам искусственным. Несоответствие потерь для высокоомных детекторов свидетельствует, по-видимому, о недостаточности представлений, развитых в работах /11,20/. Учет электрического поля приводит к тому, что для всех рассмотренных ионов высокоомные детекторы удовлетворяют зависимости /8/ наравне с низкоомными. Существенное различие между /8/ и /9/ заключается еще и в том, что для объяснения экспериментальных результатов в /9/ предполагается существование критической удельной потери энергии, которую необходимо приписать некоторому физическому процессу, имеющему строго пороговый характер. Если предполагать рекомбинационный /18,21/, или диффузионный /22,23/ характер потерь, то трудно представить существование какого-либо порогового механизма.

6. Из рассмотренного выше можно сделать следующие выводы:

- а/ основным механизмом потерь заряда при регистрации сильноионизирующих частиц является рекомбинация, которая характеризуется $\tau_{эфф} \approx 100$ нс;
- б/ для данной частицы потери могут быть записаны в виде линейной зависимости от произведения $(\tau_{эфф} F_{max})^{-1}$;
- в/ расхождение в величине потерь заряда для высокоомных и низкоомных детекторов в модели, предложенной в работах /11,20/, устраняется в рассматриваемой модели потерь заряда с учетом электрического поля;
- г/ величина коэффициента K в выражении /8/ сложным образом зависит от параметров частицы, производящей ионизацию, и слабо зависит от параметров конкретного детектора.

Автор благодарит Г.Н.Флерова за постоянный интерес к работам по полупроводниковым детекторам, Ю.П.Харитонову и А.В.Рыхлюку за помощь при выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кушнирук В.Ф., Харитонов Ю.П. ОИЯИ, 13-9836, Дубна, 1976.
2. Miller G.L., Gibson W.M. Nucl. Electr., 1962, 1, p.447.
3. Маковский Л.Л., Строкан Н.Б., Тиснек Н.И. ФТП, 1968, 1, в.8, с.1228.
4. Акимов Ю.К. и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. Атомиздат, М., 1967.
5. Строкан Н.Б. ПТЭ, 1964, 1, с.91.
6. Маковский Л.Л., Строкан Н.Б., Тиснек Н.И. ФТП, 1968, 2, в.7, с.972.
7. Makovski L.L., Strokan N.B., Tisnek N.I. IEEE Trans., 1969, NS-15, p.304.
8. Quaranta A., Taroni A., Zanarini G. IEEE Trans., 1968, NS-15, No.3, p.373.
9. Northcliffe L.C., Schiling R.E. Nucl.Data Tables, 1970, A7, N 3-4, p.233.
10. Haines E.L., Whitehead A.B. Rev.Sci. Instr., 1966, 37, p.190.

11. Wilkins B.P. e.a. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1971, 92, p.381.
12. Ottaviani G., Canali C., Quaranta A. *IEEE Trans.*, 1975, NS-22, p.192.
13. Tove P.A., Seibt W. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1967, 51, p.261.
14. Tove P.A., Seibt W., Leitz W. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1967, 51, p.304.
15. Taroni A., Zanarini G. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1969, 67, p.277.
16. Taroni A., Zanarini G. *J.Phys.Chem.Sol.*, 1969, 30, p.1861.
17. Seibt W., Sundström K.E., Tove P.A. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1973, 113, p.317.
18. Еремич В.К., Строкан Н.Б., Туснек Н.И. ФТП, 1976, 10, в.1, с.58.
19. Konecny E., Hetwer K. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1965, 36, p.61.
20. Steinberg E.P. e.a. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1972, 99, p.309.
21. Finch E.C. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1973, 113, p.41.
22. Caywood J.M., Mead C.A., Mayer J.W. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1970, 79, p.329.
23. Васильев А.М., Захарчук О.В., Федосеева О.П. ПТЭ, 1971, №4, с.74.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 сентября 1978 года.