

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



9836

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

13 - 9836

В.Ф.Кушнирук, Ю.П.Харитонов

ИССЛЕДОВАНИЕ

ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

НА ПУЧКЕ ИОНОВ КСЕНОНА

1976

13 - 9836

В.Ф.Кушнирук, Ю.П.Харитонов

ИССЛЕДОВАНИЕ

ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

НА ПУЧКЕ ИОНОВ КСЕНОНА

Направлено в ПТЭ



Одновременное измерение кинетической энергии обоих осколков деления /в дополнение к информации о среднем числе нейтронов или рентгеновских лучах/ может существенно помочь идентификации заряда Z_0 делящегося ядра в опытах по поиску сверхтяжелых ядер из предполагаемой области стабильности в районе $Z_0 \approx 114$.

Действительно, оценки дают для средней энергии осколков при делении ядра с $Z_0 \sim 114$ и $A \sim 280$ значение $\bar{E}_{\text{кин.}} = 240 \text{ МэВ}$, а для урана эта величина - 168 МэВ . "Зазор" в 70 МэВ позволяет, в принципе, выделить деление сверхтяжелого элемента на фоне деления урана, который может содержаться в конструкционных материалах установки.

Поскольку относительная дисперсия $\delta \bar{E}_{\text{кин.}} / \bar{E}$ велика /15-20%/, к полупроводниковым детекторам, применяемым в этом случае для измерения энергии, не предъявляется высоких требований в отношении шумов. Гораздо более важным становится вопрос о форме аппаратурной линии спектра, т.к. при регистрации осколков, т.е. частиц с высокой ионизирующей способностью, на последнюю могут особенно сильно влиять неоднородность исходного материала детектора /кремния/ и эффекты умножения заряда в детекторе ^{/1,2/}.

Поэтому при подготовке в Лаборатории ядерных реакций опытов, направленных на поиск сверхтяжелых элементов, были проведены тщательная проверка и отбор полупроводниковых детекторов с использованием для этой цели моноэнергетического пучка ионов ^{136}Xe с энергией $\sim 1,1 \text{ МэВ/нуклон}$.

Изготовление детекторов и их характеристики

Для изготовления поверхностно-барьерных детекторов использовался бездислокационный, низкоомный / $r \sim 400 \text{ Ом.см}$ / кремний. Рабочая площадь каждого детектора составляла 12 см^2 . Использовались обычно принятые методы подготовки кристаллов. При травлении для защиты базового контакта /осажденный химически никель/ использовалось приспособление, описанное в работе /3/. Травление части детекторов проводилось с обеих сторон; в этом случае контактом к базовой области служил напыленный алюминий. В качестве выпрямляющего контакта напылялся слой золота $50-60 \text{ мкг/см}^2$. В обоих случаях вольтамперные характеристики имели хорошее "плато" до $250-300 \text{ В}$; для лучших образцов обратные токи при комнатной температуре составляли $0,7-1,5 \text{ мкА}$ при напряжениях смещения $250-300 \text{ В}$.

Для всех изготовленных детекторов /более 15 штук/ энергетическое разрешение, определенное по регистрации α -частиц с энергией $5,48 \text{ МэВ}$, лежало в пределах $65-100 \text{ кэВ}$. Потери энергии во входном окне детектора, измеренные при падении коллимированного пучка α -частиц под углами 0 и 45° , составляли не более 20 кэВ .

Следует подчеркнуть, что аппаратная линия спектра α -частиц во всех случаях имела правильную форму: без "хвостов" и двойных пиков. Однако при спектрометрии ионов Хе (хотя все детекторы /кроме детектора №6/ изготовлены из одного слитка кремния), вид спектра и разрешение сильно различались для разных детекторов.

Экспериментальные результаты на пучке ионов ксенона

Выведенный из циклотрона У-300 пучок ионов $^{136}\text{Xe}^{+9}$, ускоренных до энергии $E_{\text{Xe}} = 149 \text{ МэВ}$, рассеивался на фольге из сусального золота. Рассеянные под углом 12° ионы с энергией $144,5 \text{ МэВ}$ проходили затем через магнитный сепаратор, в фокальной плоскости которого

разрешение по энергии составляло 13 мнн на 1% изменения энергии. Перед детектором, расположенным в фокальной плоскости, помещалась щель-коллиматор размерами $4 \times 60 \text{ мм}$, и, таким образом, размытие по энергии ионов, попадающих на детектор не превышало $0,3\%$.

Сигналы, полученные при регистрации ионов Хе детектором, а также сигнал от генератора точной амплитуды /ГТА/, подключенного ко входу предусилителя, усиливались формирующим усилителем / $\tau = 1 \text{ мкс}$ / и подавались на 4096-канальный анализатор импульсов. При различных напряжениях на детекторе фиксировались положение /номер канала - N / пика Хе, пика ГТА и ширина /число каналов - ΔN / пиков на половине высоты. Ошибки в определении положения и ширины пиков не превышали $0,5$ и 10% , соответственно.

Амплитудные спектры и относительное энергетическое разрешение $R = \Delta N / N$ в зависимости от напряжения смещения приведены на рис. 1 и 2.

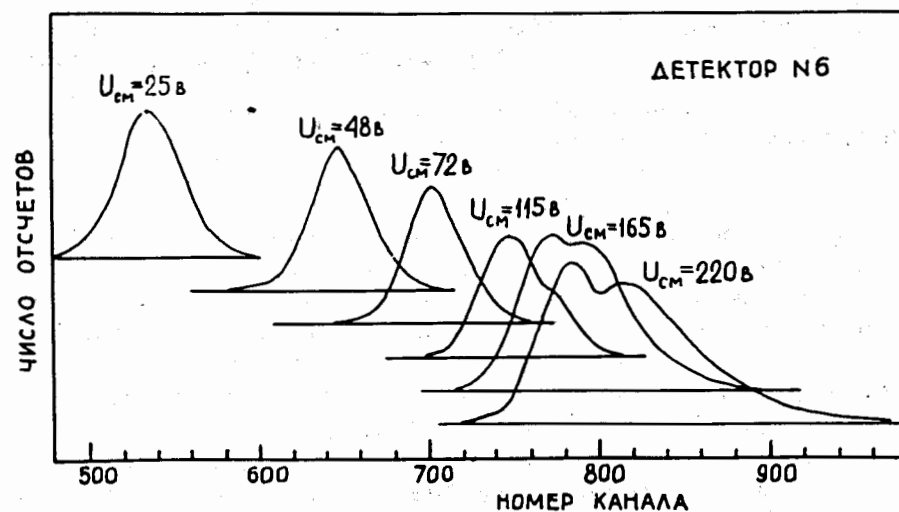


Рис. 1. Аппаратурный спектр ионов ^{136}Xe с энергией $144,5 \text{ МэВ}$ при различных напряжениях смещения.

Отметим основные особенности амплитудных распределений и их дисперсий. Наряду с нормальным видом спектра и ожидаемым улучшением разрешения при увеличении напряжения смещения /рис. 2а/, для некоторых детекторов /рис. 2б/ при напряжениях выше 75 В /поле

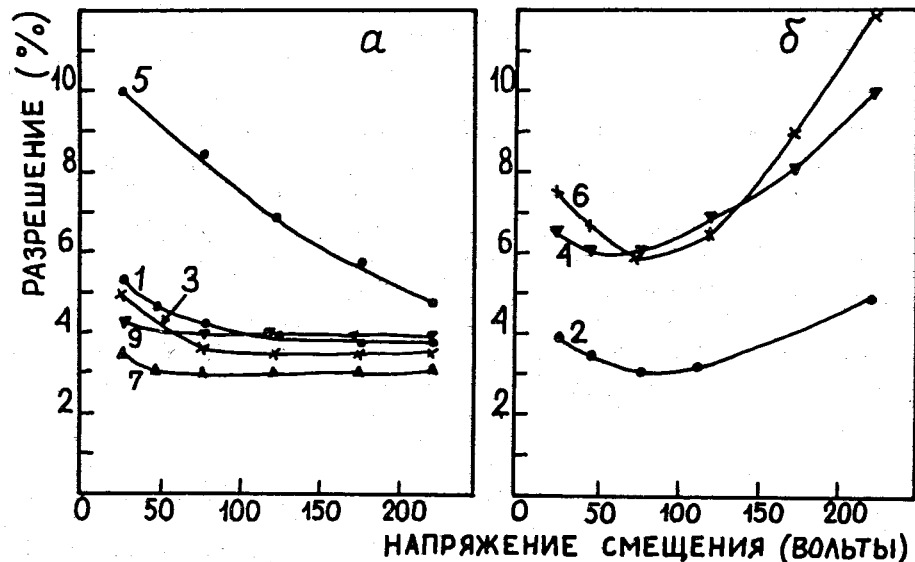


Рис. 2. Энергетическое разрешение в зависимости от напряжения на детекторе.

в детекторе $\bar{\epsilon} \approx 0,8 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ наблюдаются увеличивающийся с напряжением высокоэнергетичный "хвост", иногда даже пик /дет. №6/ и, соответственно, значительное ухудшение разрешения с повышением напряжения. Доля этого высокоэнергетичного хвоста достигает иногда 30-50%, а величина аномальных амплитуд может превышать среднюю на 30-45 МэВ /20-30%/.

Для детектора №5 наблюдается обратная картина: при малых напряжениях заметно удвоение пика, сближение пиков и существенное улучшение разрешения с ростом напряжения.

Интересно проследить корреляцию энергетического разрешения и доли потерь заряда λ , которая зависит

от напряженности поля $\bar{\epsilon}$ в детекторе / $\bar{\lambda} = \frac{Q_0 - \bar{Q}}{Q_0}$,

Q_0 - заряд, генерированный в чувствительном слое детектора, \bar{Q} - средний собранный заряд/.

При напряженностях поля, при которых еще не достигается насыщения дрейфовой скорости носителей,

$\lambda \sim \frac{1}{\bar{\epsilon}} \sim \frac{1}{\sqrt{U}}$ / U - напряжение на детекторе/. Следовательно,

при малых полях $\bar{Q} = Q_0 - \frac{\text{const}}{\sqrt{U}}$. Построив

по результатам измерений зависимость $\bar{N} = F(1/\sqrt{U})$

/ \bar{N} - номер канала центра амплитудного распределения / и экстраполируя к $1/\sqrt{U} = 0$ прямолинейный участок,

определяем $N_0 - Q_0$. После этого для каждого напряжения

смещения определяем $\bar{\lambda} = \frac{N_0 - \bar{N}}{N}$. Следует отметить

одно обстоятельство, связанное с процедурой определе-

ния $\bar{\lambda}$ при каждом напряжении: так как емкости использованных нами детекторов велики и меняются в широких пределах /от 650 до 2300 пф/ при изменении напряжения смещения, то коэффициент преобразования генерированного заряда в амплитуду нельзя считать независимым от емкости детектора, а, следовательно, и от напряжения смещения.

Чтобы привести все результаты к единому коэффициенту преобразования, вводилась поправка по генератору точной амплитуды. Новые значения номеров каналов N' рассчитывались по формуле:

$$N' = N \frac{N_{\Gamma\text{ТА}}^*}{N_{\Gamma\text{ТА}}}$$

где N , $N_{\Gamma\text{ТА}}$ - номера каналов анализатора для пиков ксенона и генератора, соответствующие одному из напряжений на детекторе; $N_{\Gamma\text{ТА}}^*$ - номер канала ГТА при напряжении $U^* = 225 \text{ В}$ /заметим, что в качестве U^* мож-

но зафиксировать любое напряжение/. Поправленные таким образом значения N' и использовались при определении средних потерь $\bar{\lambda}$ при каждом напряжении смещения.

На рис. 3 представлены значения $\frac{Q}{Q_0} = 1 - \bar{\lambda}$ в зависимости от напряжения для девяти детекторов.

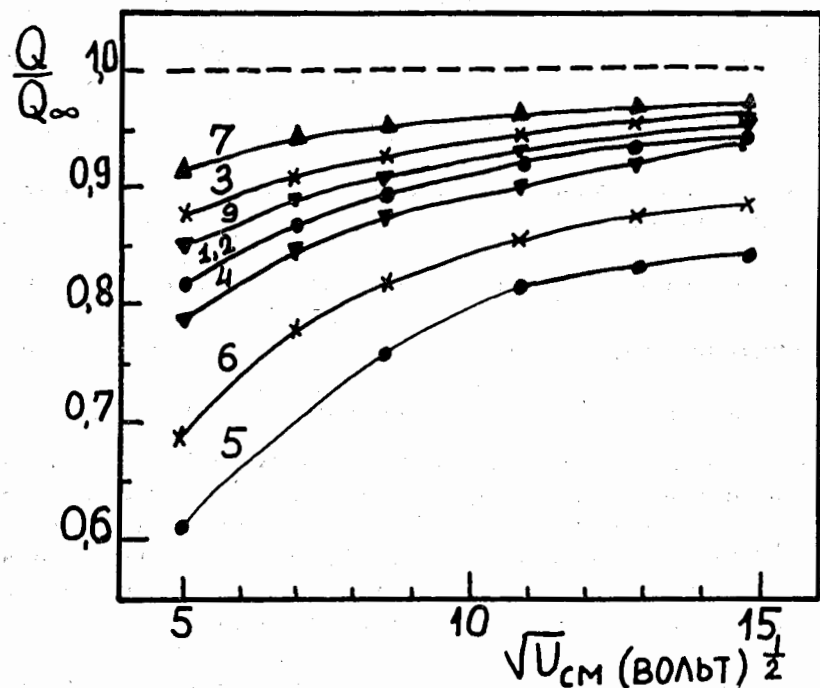


Рис. 3. Доля собранного заряда в зависимости от смещения.

После получения $\bar{\lambda}$ для каждого из измерений мы можем сопоставить экспериментальные значения разрешения R и параметра $\bar{\lambda}(1-\bar{\lambda})^{-1}$. Выбор этого параметра объясняется ниже при анализе результатов. Такое сопоставление приведено на рис. 4, где нанесены значения разрешений при напряжении 25 В - для детекторов 2, 4, 5, 7, 9 и для различных напряжений /тех, при которых

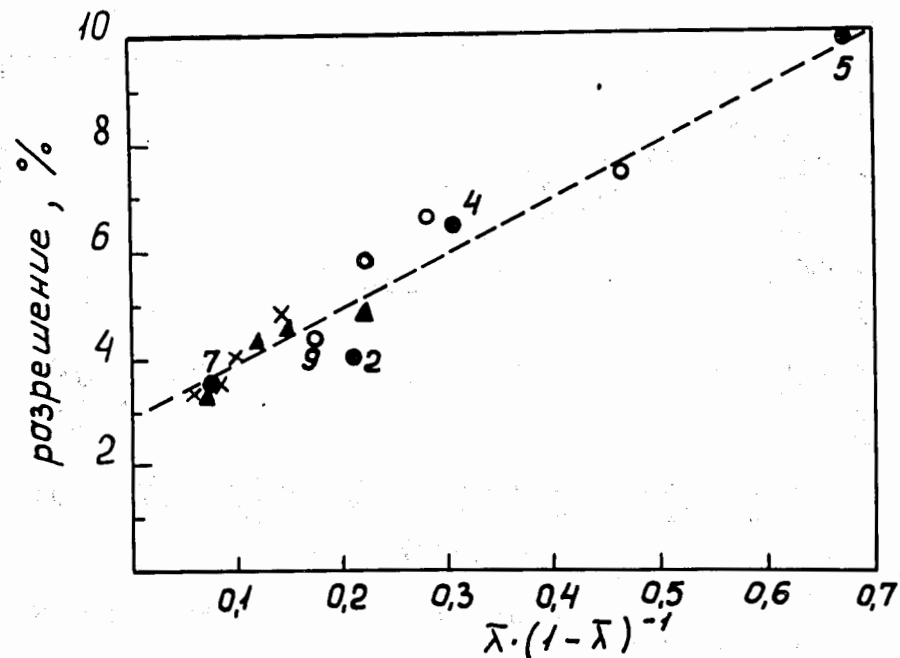


Рис. 4. Энергетическое разрешение в зависимости от параметра $\bar{\lambda}(1-\bar{\lambda})^{-1}$; $\bar{\lambda}$ - относительные потери. ● - детекторы №2, 4, 5, 7, 9 при напряжении смещения - 25 В; ○ - детектор №6, × - детектор №3, ▲ - детектор №1 при различных напряжениях.

разрешение не достигает насыщения/ - для детекторов 1, 3, 6. При измерениях, когда источник расположен близко к детектору и реализуются различные углы падения частицы на детектор, важной характеристикой его является зависимость дополнительных потерь заряда /по сравнению с перпендикулярным падением/ от угла входа.

На рис. 5 представлен результат измерения амплитуды /номера канала/ пика ксенона в зависимости от $\sec \theta$, где θ - угол между направлением пучка и нормалью к плоскости детектора, а в таблице даны энергетические сдвиги, вычисленные по данным рис. 5, в зависимости от угла.

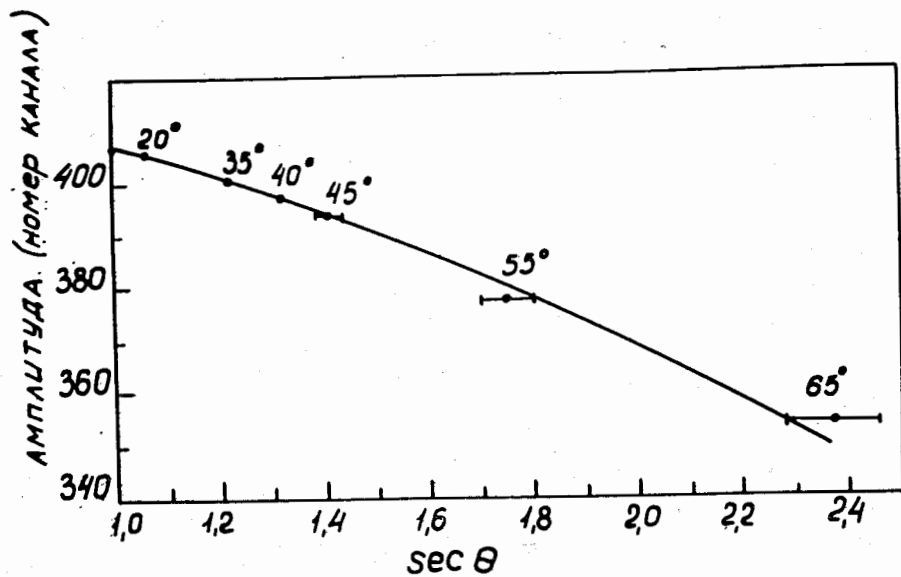


Рис. 5. Зависимость амплитуды от угла падения ионов на детектор.

θ	20°	35°	40°	45°	55°	65°
E/МэВ/	0,4	2,4	3,5	4,5	10	18

Из измерений мертвого слоя с помощью α -частиц, следует, что этот слой состоит из 60 мкг/см^2 золота и $\leq 0,1 \text{ мкм}$ кремния. В таком случае сдвиг ксенонового пика при 45° должен быть $\sim 0,75 \text{ МэВ}$, а наблюдаемая величина больше примерно в 6 раз. Об увеличении эффективного мертвого слоя для тяжелых ионов в 5-10 раз /по сравнению с α -частицами/ говорилось и ранее^{/4/}. Из полученных данных следует, что при нормальном падении пучка потеря заряда в "эффективном" мертвом слое составляет $\approx 12 \text{ МэВ}$, т.е. основные потери происходят вблизи поверхности детектора.

Обсуждение результатов

При регистрации ионов ксенона с энергией 1 МэВ/нукл. прежде всего обращает на себя внимание очень значительная потеря заряда, особенно при напряженностях поля в детекторе до 10^4 В/см /рис. 3/. При дальнейшем повышении напряженности поля собранный заряд растет незначительно, и для большинства исследованных детекторов потери /остаточный дефект/ составляют $5-10 \text{ МэВ}$. Сильная зависимость от напряженности и наблюдаемый эффективный "мертвый слой" $\sim 1 \text{ мкм}$ свидетельствуют в пользу предположения о рекомбинационном характере потерь и о локализации их вблизи поверхности. Наблюдаемые значения остаточного дефекта /5-10 МэВ/ в среднем неплохо согласуются с величиной $E_{\text{ост.}} = 7 \text{ МэВ}$, вычисленной по полуэмпирической формуле:

$$E_{\text{ост.}} = 3,47 \cdot 10^{-3} \left(\frac{dE}{dx} - \frac{dE}{dx_{\text{кр}}} \right) \quad (Z-11).$$

Формула предложена Стейнбергом и др.^{/5/} по результатам измерений дефекта для различных ионов с удельными потерями до $35 \text{ МэВ/мг.см}^{-2}$ /в нашем случае удельные потери выше, $dE/dx = 52 \text{ МэВ/мг.см}^{-2}$ /. Отметим, однако, значительно большие, чем 7 МэВ , дефекты для детекторов №5 и 6 /рис. 3/.

Для анализа полученных результатов по разрешению необходимо знать и другие потери заряда, не приводящие к генерации электронно-дырочных пар в чувствительном слое детектора:

а/ потери, связанные с ядерными столкновениями атомов ксенона с атомами кремния - $\Delta E_{\text{яд.}} \approx 3,7 \text{ МэВ}$ /рассчитаны по работе Вилкинса и др.^{/6/}/;

б/ потери энергии в 60 мкг/см золота /входное окно/ $\Delta E_{\text{Au}} = 1,2 \text{ МэВ}$ ^{/8/}.

Соответствующие флуктуации собранного заряда составляют $1,35 \text{ МэВ}$ ^{/9/} и $\leq 0,4 \text{ МэВ}$.

Рассчитанный суммарный вклад в разрешение за счет не связанных с напряжением потерь заряда и с учетом размытия первичного пучка ксенона / $\sim 0,3\%$ / составляет $\approx 1\%$.

Ход кривых энергетического разрешения при напряжениях до 75 В /рис. 2а,б/ качественно объясняется улучшением собирания заряда /рис. 3/. Однако очевидно, что даже самые большие потери $\bar{\lambda} = 0,3-0,4$ не объясняют наблюдаемых значений разрешения, если считать потери однородными по всей площади детектора. Действительно, для $\bar{\lambda} = 0,4$, относительная флуктуация

$$\text{собранного заряда } \frac{2,35 \sqrt{\bar{\lambda}} E \epsilon}{(1-\bar{\lambda}) E} = 4 \cdot 10^{-4} / E = 145 \text{ МэВ,}$$

$\epsilon = 3,5 \text{ эВ/}$, в то время как относительное разрешение при этом составляет $10\% / \frac{\delta Q}{Q} = 0,1$.

Естественно предположить, что параметр потерь $\bar{\lambda}$ имеет некоторую дисперсию $\delta \lambda$, связанную с неоднородностью времени жизни и удельного сопротивления по площади детектора. Легко показать, что относительная дисперсия собранного заряда $\frac{\delta Q}{Q} = \frac{\sqrt{\bar{Q}^2 - (\bar{Q})^2}}{\bar{Q}}$ в этом

случае выражается через λ и $\delta \lambda$ следующей формулой:

$$\frac{\delta Q}{Q} = R_{\lambda} \frac{\bar{\lambda}}{1 - \bar{\lambda}},$$

где $R_{\lambda} = \frac{\delta \lambda}{\bar{\lambda}}$ - относительная дисперсия средней потери $\bar{\lambda}$.

Если другие вклады в разрешение малы /а это так, по крайней мере, при больших $\bar{\lambda}$ /, то дисперсия $\frac{\delta Q}{Q}$

и есть наблюдаемое на опыте относительное разрешение. Характер зависимости разрешения R от параметра $\bar{\lambda}(1-\bar{\lambda})^{-1}$, полученной по нашим измерениям /рис.4/ подтверждает пропорциональность $R \sim \bar{\lambda}(1-\bar{\lambda})^{-1}$, и для объяснения наблюдаемых значений необходимо предпо-

ложить относительный разброс потерь ($R_{\lambda} = \frac{\delta \lambda}{\bar{\lambda}}$) около 20%.

При напряженностях поля $\bar{E} > 10^4 \text{ В/см}$ потери для различных детекторов /кроме №5 и 6/ составляют $\bar{\lambda} \sim 0,1$ и меняются слабо. Соответственно разрешение либо не меняется /рис. 2а/, либо ухудшается для тех детекторов, у которых наблюдается появление "хвоста" со стороны больших энергий /рис. 2б/.

Появление аномально больших амплитуд при регистрации осколков деления наблюдали различные авторы /1,2,7/. На монохроматических ионах этот эффект особенно четко проявляется /рис. 1/. По результатам измерений можно сделать следующие качественные выводы:

1/ доля аномально больших амплитуд в спектре растет приблизительно линейно с напряжением, максимальная "усиленная" амплитуда - несколько медленнее;

2/ при напряжениях меньше 70 В эффект усиления очень незначителен или отсутствует;

3/ на детекторах с наилучшими барьерами /обратные токи $\leq 1 \text{ мкА}$ при 200-300 В/ эффект усиления не проявляется даже при самых высоких напряжениях.

Для окончательной оценки возможностей спектрометрии осколков в реальных условиях на "сэндвиче" из двух детекторов площадью 12 см^2 каждый снят двумерный спектр осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами /рис. 6/. Расстояние между детекторами - 7 мм. ^{235}U был нанесен на майларовую подложку $\sim 150 \text{ мкг/см}^2$ и закрыт пленкой такой же толщины. Доля отсчетов лежащих выше линий $E_k = 200 \text{ МэВ}$ составила не более $5 \cdot 10^{-4}$ от общего числа импульсов.

В заключение авторы благодарят Ю.Ц.Оганесяна за постановку задачи, А.Г.Артюха, обеспечившего работу сепаратора; С.М.Соловьева за существенную помощь и советы при подготовке работы и О.А.Орлову, подготовившую измерения спектра деления.

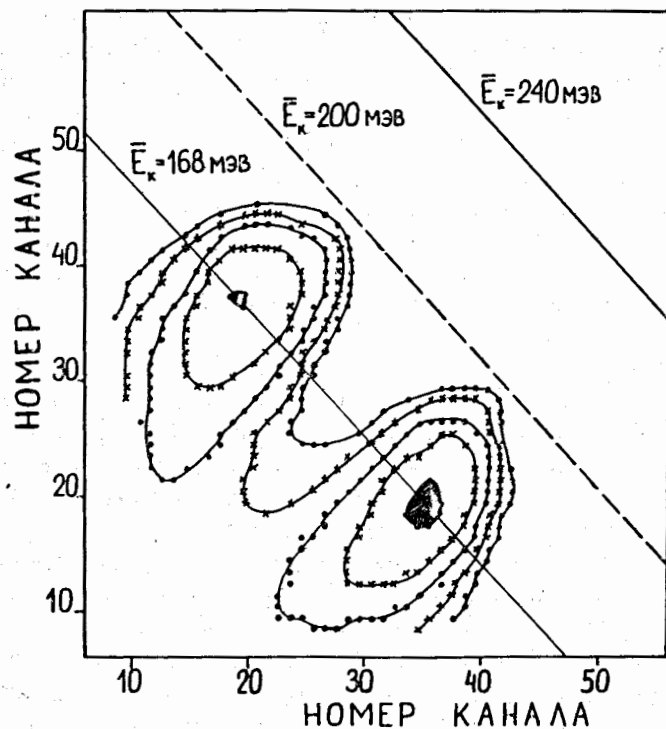


Рис. 6. Двумерный спектр осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами. Число отсчетов в каналах: \bullet - больше 1200, сечения даны для 1/2, 1/4 и т.д. от этой величины.

Литература

1. F.J.Walter. *IEEE Trans.*, NS-11, No. 3, 232 /1964/.
2. С.М.Соловьев, В.П.Эйсмант. *Прикладная ядерная спектроскопия*, вып. 3/1972/, стр. 201.
3. С.М.Соловьев. *Прикладная ядерная спектроскопия*, вып. 4 /1974/, стр. 105.
4. E.Konecny and K.Hetwer. *Nucl.Instr. and Meth.*, 36, 61 /1965/.
5. E.P.Steinberg et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 99, 309 /1972/.

6. B.D.Wilkins et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 92, 381 /1971/.
7. Е.Бельцаж, П.Сифферт. *Рабочее совещание по полупроводниковым детекторам*. Дубна, 1974, 13-7990, стр. 21.
8. L.C.Northcliffe and R.E.Schilling. *Nucl. Data Tables*, A7, No. 3-4, 233 /1970/.
9. E.L.Haines and A.B.Whitehead. *Rev.Sci. Instr.*, 37, No. 2, 190 /1966/.

Рукопись поступила в издательский отдел

2 июня 1976 года.