

Временное сопротивление одноосному сжатию затвердевшей массы

Раствор (его количество, г/л)	Добавки, кг/м ³			Сопротивление сжатию, кг/см ²
	Бентонит-глина	Каолинит-глина	Известь	
Нитрат натрия (400)	680	—	200	0,62
» » (800)	680	—	200	4,13
Хлорид натрия (300)	680	—	200	6,14
Сульфат натрия (150)	680	—	200	6,56
Смесь нитрата и сульфата натрия (100)	680	—	200	4,82
Смесь хлорида и сульфата натрия (100)	400	—	100	1,4
То же	160	180	200	0,62

являются хорошими сорбентами по отношению к различным загрязнениям неорганического и органического составов [10]. Поэтому контакт захороняемых отходов с глинами может играть положительную роль с точки зрения дополнительной локализации отходов. Однако при захоронении концентрированных солевых растворов сорбционная емкость глин будет иметь несущественное значение.

Отверждение захороняемых жидких отходов. Если вести предварительную обработку отходов с тем, чтобы после залива в емкость происходило их затвердевание, то в этом случае значительно улучшается локализация отходов. Для отверждения солевых растворов применяли добавки воздушно-сухой глины и извести, затем полученные твердые образцы испытывали на прочность (см. таблицу).

Данные таблицы показывают, что отверждение солевых растворов возможно с получением прочности образующейся массы, достаточной для сохранения устойчивости полости. В этом варианте захоронения может

быть получена еще более надежная локализация отходов благодаря исключению возможности фильтрации и химического взаимодействия и уменьшению диффузионного переноса. Кроме того, могут быть снижены требования к устойчивости полостей и значительно увеличено использование глинистого пласта за счет дополнительного сооружения полостей в промежутках между заполненными.

Проведенные исследования показывают, что подземные полости, сооруженные путем взрыва в глинистых грунтах, а также некоторые естественные полости по условиям локализации отходов пригодны для захоронения концентрированных особо вредных отходов, в том числе и радиоактивных.

Поступило в Редакцию 12/III 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Евстратов. Взрывные работы в строительстве. М., Госстройиздат, 1965.
2. А. С. Добнина, Н. А. Евстратов. «Горный журнал», 5, 40 (1966).
3. А. И. Сидлин - Бекчурин. Динамика подземных вод. М., Изд-во МГУ, 1965.
4. Б. Ф. Рельтов, Н. А. Новицкая, Ю. С. Большакова. «Изв. ВНИИГидротехники», 53, 147 (1955).
5. А. Е. Волошина, С. С. Морозов. В сб. «Вопросы строительства в лёссовых грунтах», Воронеж, Изд. Воронежского ун-та, 1963.
6. Н. П. Затенецкая. «Докл. АН СССР», 152, № 3, 717 (1963).
7. Н. С. Реутова и др. В сб. «Формирование инженерно-геологических свойств глинистых пород в процессе литогенеза». М., Изд-во АН СССР, 1933, стр. 135.
8. Н. А. Окнина. Там же, стр. 175.
9. И. М. Горькова и др. «Тр. лаборатории гидрогеологических проблем им. Ф. П. Саваренского». М., Изд-во АН СССР, 24 (1961).
10. Р. Е. Грим. Минералогия глин. М., Изд-во иностр. лит., 1959.

Регистрация электронов поверхностно-барьерными кремниевыми счетчиками на фоне γ -излучения сравнимой энергии

Б. П. МАКСИМЕНКО, В. Н. БЕЗМЕЛЬНИЦЫН, А. А. МИТИН

УДК 539.1.074

При изучении плазмы в некоторых случаях возникает задача спектрометрирования электронов с энергиями 50—150 кэВ в условиях значительного фона рентгеновского излучения в этом же диапазоне энергий. Для решения такой задачи целесообразно использовать поверхностно-барьерные кремниевые счетчики, толщина чувствительного слоя которых достаточна, чтобы в ней полностью укладывались пробеги электронов, и в то же время «прозрачна» для рентгеновского излучения в указанном диапазоне энергий [1].

В данной работе с помощью поверхностно-барьерного кремниевого счетчика проводилось спектрометри-

рование электронов с энергиями 115 и 129 кэВ на фоне γ -излучения с энергиями 14, 122 и 136 кэВ.

Сигнал с охлажденного ($t^{\circ} = -150^{\circ} \text{C}$) поверхностно-барьерного кремниевого счетчика с рабочей поверхностью $\sim 12 \text{ мм}^2$, изготовленного из кремния n -типа с удельным сопротивлением $\sim 150 \text{ ом}\cdot\text{см}$, поступал на вход спектрометрического тракта, состоящего из зарядово-чувствительного преусилителя, основного усилителя с экспандером и амплитудного анализатора АИ-256. Величина ПШПМ, обусловленная собственными шумами усилителя, составляла $\sim 3,5 \text{ кэВ}$. Для настройки и контроля тракта использовался генератор

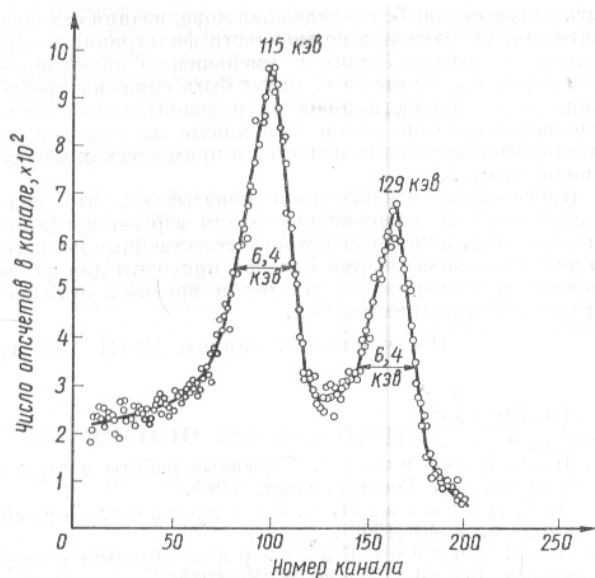


Рис. 1. Спектр электронов внутренней конверсии Co^{57} с энергиями 115 и 129 кэв, измеренный охлажденным ($t = -150^\circ C$) поверхностно-барьерным кремниевым счетчиком. Толщина чувствительного слоя счетчика ~ 65 мк.

импульсов точной амплитуды с ртутным прерывателем Model-370.

В качестве источника электронов и γ -квантов использовался Co^{57} , излучающий γ -кванты с энергиями 14, 122 и 136 кэв и электроны внутренней конверсии с энергиями 115 и 129 кэв [2]. Интенсивность электронов, регистрируемых счетчиком, составляла ~ 70 имп./сек. Интенсивность γ -квантов, попадающих на счетчик, составляла $\sim 4 \cdot 10^3$ квант./сек. Она измерялась сцип-

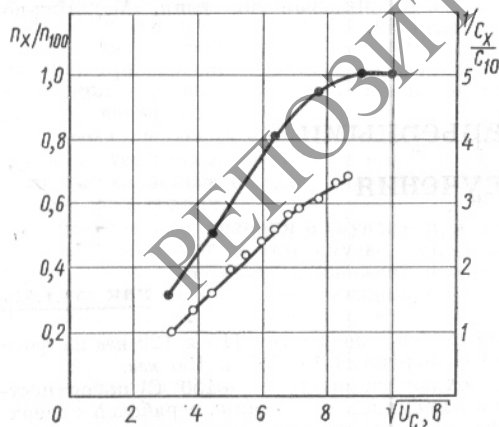


Рис. 2. Зависимости относительного числа импульсов в пиках полного поглощения (\bullet) и обратной величины относительной емкости (\circ) от корня квадратного из величины напряжения смещения счетчика:

n_x и n_{100} — число зарегистрированных импульсов в пиках полного поглощения при различных напряжениях смещения и при смещении 100 в; C_x и C_{10} — емкость счетчика при различных напряжениях смещения и при смещении 10 в.

тилляционным счетчиком с кристаллом $NaI(Tl)$ размером 40×40 мм, для которого эффективность счета γ -квантов с энергиями 10—200 кэв близка к 100%. Для защиты от электронов кристалл $NaI(Tl)$ закрылся бериллиевой фольгой толщиной 0,2 мм.

На рис. 1 представлен спектр электронов внутренней конверсии Co^{57} с энергиями 115 и 129 кэв, подобный спектру, полученному в работе [3] с помощью диффузионного кремниевое счетчика. Видно, что оба пика, которые соответствуют пикам полного поглощения, несимметричны и размыты со стороны меньших энергий. От основания пиков и вплоть до энергии ~ 40 кэв тянется спектр уменьшенных импульсов кривизной одного уровня, обусловленный, по-видимому, обратным рассеянием электронов [4], причем пик, соответствующий энергии 115 кэв, стоит на «блескостале» из той части этого «хвоста», которая определяется пиком с энергией 129 кэв. Величина ПИПМ, измеренная с учетом последнего обстоятельства, оказалась одинаковой для обоих пиков — равной 6,4 кэв.

На основании измерений спектров при напряжениях смещения на счетчике 10—100 в, что соответствует изменению толщины чувствительного слоя от ~ 20 (длина пробега электронов с энергией ~ 50 кэв) до ~ 65 мк (длина пробега электронов с энергией ~ 120 кэв), был сделан вывод, что пики полного поглощения сохраняют практически неизменным свое положение на энергетической шкале, т. е. условия сбора неравновесных носителей, образуемых электронами в чувствительном слое счетчика, существенно не изменяются. Однако число импульсов в этих пиках изменялось. Это видно из рис. 2, где приведены зависимости относительного числа импульсов в пиках полного поглощения при регистрации электронов в условиях постоянной интенсивности излучения Co^{57} и обратной величины относительной емкости счетчика, которая пропорциональна толщине его чувствительного слоя, от корня квадратного из величины рабочего смещения счетчика. При увеличении смещения 10—60 в, что соответствует увеличению толщины чувствительного слоя счетчика от ~ 20 до ~ 50 мк (длина пробега электронов с энергией ~ 90 кэв), число импульсов в пиках полного поглощения увеличивается прямо пропорционально толщине чувствительного слоя, т. е. число многократно рассеянных электронов, которыми вызваны эти пики [5], прямо пропорционально толщине чувствительного слоя счетчика. При дальнейшем увеличении смещения прирост числа импульсов в пиках все более замедляется, и кривая выходит на плато. Это означает, что пробеги электронов полностью укладываются в чувствительном слое счетчика. Уменьшение смещения ниже 40 в приводило к заметному ухудшению разрешения за счет размывания пиков со стороны меньших энергий, что, по-видимому, обусловлено в основном ростом числа электронов, пробеги которых не укладываются в чувствительном слое счетчика, в то время как число электронов, которые вносят вклад в пики полного поглощения, соответственно уменьшается.

При отсекании электронов алюминиевым фильтром толщиной 0,2 мм интенсивность счета импульсов от γ -квантов с энергиями 122 и 136 кэв в области фотопика составила 0,14 имп./сек при смещении на счетчике 100 в. Порог дискриминации при этом был равен ~ 94 кэв, что позволяло полностью исключить импульсы, обусловленные комптоновским рассеянием γ -квантов, так как граница спектра комптоновских электронов для этого случая лежит в области ~ 50 кэв. Полученная эффективность регистрации γ -квантов по фотопику удовлетворительно согласуется с расчетом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Л. Маковский, Н. Б. Строкан. «Атомная энергия», 25, 125 (1968).
2. D. Alburger, M. Grace. Proc. Phys. Soc., 67A, 280 (1954).
3. J. McKenzie, J. Waugh. IRE Trans., NS-7, 195 (1960).
4. B. Planskoy. Nucl. Instrum. and Methods, 61, 285 (1968).
5. J. McKenzie, G. Ewan. IRE Trans., NS-8, 50 (1961).

Таким образом, при сравнимых интенсивностях электронов и γ -квантов, попадающих на поверхность барьерный кремниевый счетчик, вероятность регистрации последних по фотопику в $\sim 3 \cdot 10^4$ раза меньше, чем электронов, что позволяет использовать счетчики этого типа для регистрации электронов в условиях сильного поля γ -излучения.

Авторы выражают благодарность Г. Ф. Богданову за интерес и внимание к данной работе, Г. А. Котельникову за обсуждение работы, Г. М. Новикову за изготовление счетчиков и В. В. Струлеву за помощь в измерениях.

Поступило в Редакцию 26/XI 1969 г.

Распределение осколков спонтанного деления Cm^{244} по диаметрам треков на поверхности силикатного стекла

В. К. ГОРШКОВ, Л. Н. ЛЬВОВ, Г. А. ХРУДЕВА

УДК 539.173.7

Осколки деления тяжелых ядер образуют на поверхности силикатного стекла кратерообразные углубления, если стекло после облучения протравить в плавиковой кислоте. Кратеры легко наблюдаются при помощи биологического микроскопа. Абсолютные размеры кратеров зависят прежде всего от степени травления стекла. Однако было замечено [1], что относительная величина и форма кратеров должны определяться соответственно массой или энергией осколка и углом его падения θ .

В данной работе изучалось распределение осколков спонтанного деления Cm^{244} по величине кратеров. Изотоп в виде окиси толщиной не более 1 мкг/см^2 был нанесен на алюминиевую подложку. Кратеры от осколков просматривались с помощью микроскопа МБИ-3.

С изменением угла падения меняется не только форма кратера, но и его размеры. Чтобы избежать изучения и учета этой сложной зависимости, в экспериментах рассматривались только те кратеры, которые образованы осколками, имеющими примерно один и тот же угол $\theta = 0$. Этому условию удовлетворяет коллимированный пучок осколков, который падает нормально к поверхности стекла. Сечение пучка и расстояние между источником осколков и поверхностью стекла должны определяться $\theta_{\text{макс}}$ (рис. 1), в пределах которого форма кратеров с учетом ошибок измерений не зависит от θ . Измерение $\theta_{\text{макс}}$ можно заменить исследованием формы кратеров в зависимости от отношения H и d (см. рис. 1, т. е. подсчет коэффициента $k_{\text{мин}}$ в $H = kd$). В опытах при давлении около 10^{-5} торр изменялась величина d при постоянном $H = 3,8 \text{ мм}$. Было найдено, что $k_{\text{мин}} = 2,4$, а кратеры от осколков в этих условиях имеют вид правильных окружностей. Выбранные геометрические условия экспериментов существенно упростили исследование, так как определение величины кратеров было сведено к измерению их диаметра D . Следует добавить, что в этих геометрических условиях и в области исследовавшихся энергий осколков обеспечивалась 100%-ная эффективность регистрации осколков стеклом [2].

Ошибки измерения D в большой степени определяют четкостью границ кратеров. В этом смысле лучшие результаты достигаются при средней величине диаметров $10-15 \text{ мк}$. При этом ошибки в измерении D не превышают нескольких процентов. Погрешность при

относительных измерениях среднего диаметра кратеров $0,2-0,4\%$.

Распределение осколков деления Cm^{244} по величине диаметров кратеров на поверхности силикатного стекла исследовалось в зависимости от толщины поглотителя h . Замедлителем осколков служил воздух при нормальных давлении и температуре. В опытах (см. рис. 1) менялась H , а d подбиралось из условия $k \geq 2,4$. Данные, соответствующие $h = 0$, получены при давлении около 10^{-5} торр , $d = 1,7 \text{ мм}$ и $H = 4,1 \text{ мм}$. Стекла нарезались от одного куска и после облучения травилась в плавиковой кислоте одновременно.

Как видно (рис. 2), с увеличением h наблюдаемые распределения становятся более широкими и смещаются в сторону меньших D . На кривых распределений для замедленных осколков наблюдаются два максимума, расстояние между которыми с ростом h увеличивается. Характер распределений и его закономерности не зависят от времени между травлением и измерением диаметров кратеров, от частичного перекрытия измеряемых кратеров друг другом.

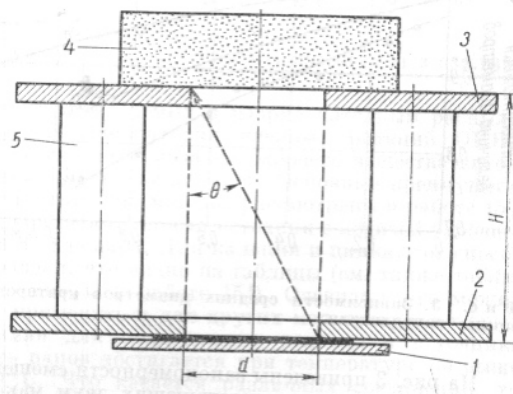


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — источник осколков (слой окиси Cm^{244} на алюминиевой подложке); 2 — нижняя коллимирующая диафрагма; 3 — верхняя коллимирующая диафрагма; 4 — силикатное стекло; 5 — разделительные стойки.