

Гамма-авторадиография на стекле

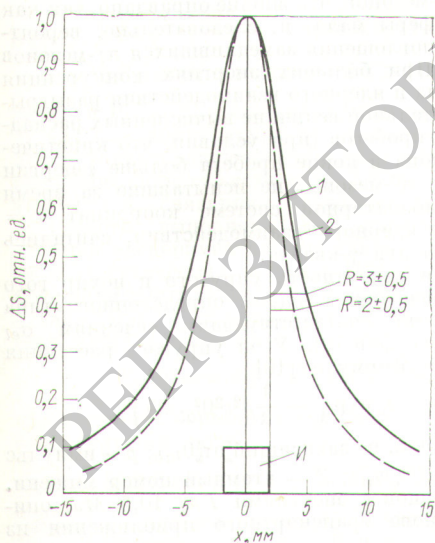
ПОЛУХОВ В. Г., ГАБЕСКИРИЯ В. Я.

УДК 778.35

При авторадиографических исследованиях высокоактивных предметов обычно используются специальные эмульсионные слои [1, 2], применение которых в условиях сильных радиоактивных загрязнений, повышенной влажности и паров агрессивных жидкостей связано с рядом трудностей. Наиболее удобным радиационно-чувствительным материалом для использования в таких условиях является стекло [3]. В настоящей работе при авторадиографических исследованиях ампул, облученных в реакторе СМ-2, применяли обычное витринное стекло (ГОСТ 7380—55) толщиной $5,8 \pm 0,3$ мм в виде полосок размером 30×500 мм. Диаметр активной части ампул составлял 10 мм, а ее длина до 350 мм [4]. Исследования проводились в горячих камерах.

В экспериментах с источниками из ^{226}Ra и ^{60}Co установлено, что зависимость плотности оптического почернения стекла ΔS от экспозиционной дозы γ -излучения D имеет вид $\Delta S = KD$, где D выражена в рентгенах, а $K = (1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$ 1/р. Линейная зависимость сохранялась до значений $\Delta S \geq 0,6$. Фотометрирование стекол осуществляли на микрофотометре МФ-4, порог чувствительности которого соответствует $\Delta S \approx 5 \cdot 10^{-4}$. Колебания оптического фона вследствие неоднородности стекла по длине полоски составляли $\Delta S \approx 1 \cdot 10^{-3}$. Если принять за меру порога чувствительности метода двойную величину колебания оптического фона стекла $\Delta S \approx 2 \cdot 10^{-3}$, то видно, что линейный участок зависимости $\Delta S (D)$ соответствует диапазону экспозиционных доз γ -излучения $1,3 \cdot 10^{-3} - 4 \cdot 10^5$ р.

Разрешающая способность по Надлеру [5] при авторадиографии источника ^{60}Co с размерами активной части $\varnothing 4 \times 4$ мм и оболочки $\varnothing 6 \times 7$ мм на витринном стекле и фотослое оказалась равной $3,0 \pm 0,5$ и $2,0 \pm 0,5$ мм соответственно (рис. 1).



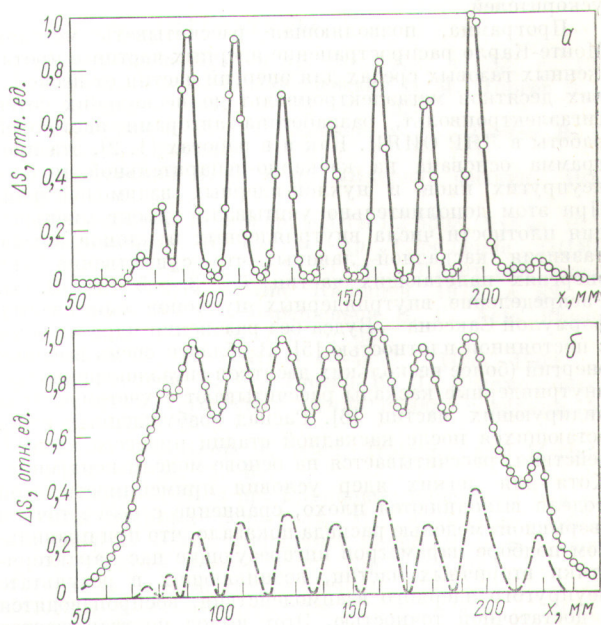
Р и с. 1. Сравнительные кривые распределения плотности оптического почернения ΔS при авторадиографии источника ^{60}Co .

1 — фотопластинка чувствительностью 6 ед. ГОСТ; 2 — витринное стекло; И — источник.

Экспозиция стекол при γ -авторадиографических исследованиях облученных в реакторе ампул составляла 10—30 мин. Авторадиографию необлученных ампул с трансурановыми элементами проводили в течение 20 ч. В последнем случае изображение на стекле появлялось за счет собственного γ -излучения трансурановых элементов.

На рис. 2 приведены кривые относительного распределения γ -излучения одних и тех же капсул, заполненных трансурановыми элементами, до и после их облучения в реакторе. Рис. 2, а соответствует фотометрированию стекла при авторадиографии необлученных капсул, помещенных в алюминиевую оболочку, а рис. 2, б — капсул, загруженных в ампулу из нержавеющей стали и облученных в реакторе (пунктирная кривая получена после вычитания пьедестала). Координаты центров отдельных капсул совпали с проектными в пределах ± 2 мм. Пьедестал на кривой распределения облученной ампулы (см. рис. 2, б) обусловлен активацией материала ее оболочки в реакторе. При перегрузке из одной ампулы в другую наблюдалось небольшое смещение капсул относительно их первоначального положения, что хорошо видно из сравнения кривых рис. 2 а, б (см. сплошные кривые).

Достоинства метода γ -авторадиографии на стекле — простота, доступность материала, легкость дезактивации стекла в случае радиоактивного загрязнения, возможность применения в условиях повышенной влажности и агрессивных сред. Недостатки метода — несколько худшая по сравнению с фотослоями разрешающая способность и обесцвечивание изображения



Р и с. 2. Кривые распределения γ -излучения в ампулах с трансурановыми элементами по данным γ -авторадиографии на стекле.

со временем даже при условии хранения стекла в темноте [3]. Причем наибольшая скорость обесцвечивания облученного витринного стекла наблюдалась в первые 10 суток (~15%). Приблизительно через месяц после облучения оптическая плотность изображения снизилась на 35%.

Описанный метод был успешно применен при дистанционной резке облученных в реакторе ампул в процессе их подготовки к радиохимическим экспериментам.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность В. М. Баринову за помощь в фотометрировании стекол.

Поступило в Редакцию 15/VIII 1973 г.

Распространение быстрых ядерных частиц в атмосфере

БАРАШЕНКОВ В. С., СДОБНОВ В. Е., ЧИГРИНОВ С. Е.

УДК 539.12.17

В работах [1, 2] методом Монте-Карло рассчитано распространение пучков высокоэнергетических частиц в плотных средах. Эти расчеты основаны на каскадно-испарительной модели неупругих взаимодействий быстрых частиц с ядрами и позволяют получить согласующиеся с опытом плотность потока, угловые и энергетические распределения вторичных частиц в блоке.

Однако для практики важно знать распространение пучков быстрых частиц в протяженных газовых средах, в частности, распространение космических лучей в атмосфере Земли и других планет. Это необходимо для решения некоторых астрофизических вопросов, анализа структуры широких атмосферных ливней, при оценке радиационной обстановки на больших высотах и при расчете радиационных зон вокруг сильноточных ускорителей.

Программа, позволяющая рассчитывать методом Монте-Карло распространение ядерных частиц в протяженных газовых средах для энергий частиц от нескольких десятков мегаэлектронвольт до нескольких сотен гигаэлектронвольт, разработана авторами настоящей работы в ЛЯР ОИЯИ. Как и в работах [1, 2], эта программа основана на каскадно-испарительной модели неупругих пион- и нуклон-ядерных взаимодействий. При этом дополнительно учитывали эффект уменьшения плотности числа внутриядерных нуклонов в ходе развития каскадной лавины, что существенно при энергиях налетающих частиц $T \gtrsim 3 \div 5 \text{ Гэв}$ [3, 4]. Распределение внутриядерных нуклонов описывается формулой Саксона — Вудса без разбиения ядра на зоны с постоянной плотностью [5]. В области очень высоких энергий (более нескольких десятков гигаэлектронвольт) внутриядерные каскады рассчитывают с учетом вклада лидирующих частиц [6]. Распад возбужденных ядер, остающихся после каскадной стадии процесса взаимодействия, рассчитывается на основе модели испарения. Хотя для легких ядер условия применимости этой модели выполняются плохо, сравнение с более точной «взрывной» моделью распада показало, что при правильном подборе параметров интересующие нас характеристики вторичных частиц, возникающих в результате неупругого ядерного взаимодействия, воспроизводятся с достаточной точностью. Этот вывод подтверждается также сравнением расчетных величин с известными экспериментальными данными для группы легких ядер

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойд Дж. Авторадиография в биологии и медицине. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
2. Шассенд-Бароц Н. В кн.: Сборник материалов симпозиума по отдельным вопросам дозиметрии. Избранные докл. иностр. ученых (Вена, 1960). М., Атомиздат, 1962, с. 73—76.
3. Бюргановская Г. В. и др. Действие излучений на неорганические стекла. М., Атомиздат, 1968.
4. Давиденко В. А. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 33, с. 815.
5. Роджерс Э. Авторадиография. М., Атомиздат, 1972.

фотоэмульсии (углерод, азот, кислород). Для более детальных расчетов (в частности, для изучения образующихся в атмосфере изотопов, выход которых весьма чувствителен к модели распада) необходимо использовать более точные методы [7].

Для расчета ионизационных потерь протонов и π^\pm -мезонов в атмосфере были использованы феноменологические выражения из работы [8]. Поскольку ионизационный пробег тяжелых частиц d , t , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ значительно меньше их ядерного пробега, вкладом этих частиц пренебрегали. Протоны, замедлившиеся до «энергии обрезания» $T_{\text{обр}} = 15 \text{ Мэв}$, также считались выбывшими из каскада в атмосфере, поэтому их дальнейшее распространение не учитывали.

При расчетах все π^\pm -мезоны с энергиями $T \leq 2 \text{ Мэв}$ предполагались распадающимися. То же самое принималось и для π^- -мезонов, что вполне оправдано, так как плотность атмосферы мала, и, следовательно, вероятность ядерного поглощения замедлившихся π^- -мезонов незначительна. При больших энергиях конкуренция процессов распада и ядерного взаимодействия разыгрывалась по относительной величине вычисленных распадного и ядерного пробегов (при условии, что кинетическая энергия пиона в конце пробега больше «энергии обрезания»). Все π^0 -мезоны, не испытывавшие за время их жизни в лабораторной системе координат $\tau = \tau_0(1 - \beta^2)^{-1/2}$ ядерного взаимодействия, считались распадшимися на два γ -кванта.

Относительная вероятность упругого и неупругого взаимодействий частицы с ядром определенного типа разыгрывалась по соответствующим сечениям σ_{el} и σ_{inel} из монографии [9]. Угол упругого рассеяния разыгрывался по формуле [10]

$$d\sigma/d\Omega_{lab} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{1}{3}p^2 r^2 \theta_{lab}^2 / \hbar^2\right),$$

где σ_0 — множитель, не зависящий от θ_{lab} ; p — импульс частицы; $r = Z^{1/3} \hbar / m_{\pi} c$; Z — атомный номер мишени. Поведение нейтронов с энергиями $T \leq 10,5 \text{ Мэв}$ описывалось на основе транспортного приближения из работы [11].

Для того чтобы проиллюстрировать точность разработанной программы, рассмотрим практически важный случай распространения в земной атмосфере первичного космического излучения, дифференциальный спектр