

Моделирование ядерных реакций в изотропно облучаемой толстой мишени

А. К. ЛАВРУХИНА, Г. К. УСТИНОВА, В. В. МАЛЫШЕВ, Л. М. САТАРОВА

УДК 539.125,5

Необходимость моделирования изотропного облучения возникла при попытке анализа и интерпретации распределения продуктов ядерных реакций в веществе метеоритов. В условиях изотропного облучения космическими лучами в метеоритах накапливаются стабильные и радиоактивные изотопы, измеряя содержание или радиоактивность которых в выпавших на Землю метеоритах, можно извлечь ценную информацию об интенсивности космических лучей в разных частях межпланетного пространства и в разные промежутки времени, а также информацию об истории самих метеоритов [1]. Однако для анализа данных измерений необходимо знать закономерности глубинного распределения космогенных изотопов, образованных как первичным космическим излучением, так и полным каскадом вторичных ядерноактивных частиц внутри метеоритов. Для воссоздания картины глубинного распределения активности в метеоритах использовались данные экспериментов по облучению толстых мишеней пучками протонов [2—4]. Однако, как признают сами авторы этих работ, последующий пересчет к условию изотропного облучения и полному интервалу энергий спектра космических лучей связан с погрешностями и упрощениями, особенно сильно влияющими на результаты моделирования глубинных распределений космогенных изотопов в малых телах ($R \leq 20$ см), тогда как именно метеориты таких размеров являются наиболее доступными (по относительной частоте выпадения) и лучшими детекторами космических лучей, поскольку наибольшие эффекты ядерных реакций вызываются на пути, сравнимом с длиной свободного пробега космических лучей в веществе метеоритов. Более перспективным поэтому является метод, основанный на применении каскадно-испарительной модели для описания распределения ядерноактивных частиц внутри метеоритов и использования данных о сечениях образования радиоактивных изотопов, полученных в экспериментах по облучению тонких мишеней [5—8].

При последующей разработке этого направления был создан аналитический метод, позволяющий рассчитывать интенсивность космического излучения и активность (или содержание) космогенных изотопов в любой точке изотропно

облучаемого космического тела любого размера и состава [9—12]. Этот метод нашел важное применение не только при исследовании метеоритов, но и при анализе активности лунных образцов, доставленных межпланетными станциями «Луна-16», «Аполлон-11» и «Аполлон-12» [13—15]. В основе метода лежат следующие важные допущения: учитывается только первое поколение вторичных частиц, причем считается, что направление движения их совпадает с направлением первичного излучения, т. е. используется приближение прямо — вперед. Это приближение также используется при расчете каскадных процессов в атмосфере [16], расчете дозы радиации за защитой космических кораблей [17] и рассмотрении прохождения пучка частиц с $E \leq 1$ Гэв через защиту [18, 19]. Полученная при этом функция распределения частиц по глубине и энергии согласуется с расчетной по методу Монте-Карло. Тем не менее, учитывая важность выводов, возможных при анализе активности как в метеоритах, так и в лунных образцах, авторы пришли к заключению о необходимости прямого моделирования ядерных реакций в изотропно облучаемой толстой мишени — сферической модели метеорита, чтобы путем последующего сравнения данных эксперимента с расчетом оценить степень надежности используемого метода расчета. Результаты эксперимента могут также представлять интерес при расчете защиты космических кораблей, а методика изотропного облучения может в биологических исследованиях.

В соответствии с наиболее оптимальными размерами для развития ядерного каскада в железе в качестве мишени был выбран железный шар радиусом 10 см. На расстоянии ~ 6 м от выхода пучка протонов из камеры синхротронного ускорителя специальная система передач шар приводился во вращение в двух перпендикулярных плоскостях со скоростью 18 об/мин. Вдоль диаметра шара закладывался железный пенал, внутри которого на одинаковом расстоянии друг от друга располагались разделенные железными вкладышами девять наборов железных и алюминиевых мишеней. Железные мишени — кружки диаметром 18 мм, толщиной ≤ 1 мм — изготовлялись из железа армко (содержание примесей 0,16%). Алюминиевые мишени — кружки

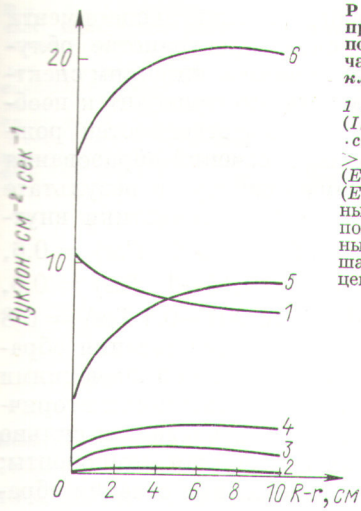
такого же размера из спектрально чистой (99,9%) фольги толщиной 0,25 мм. Каждый набор мишеней состоял последовательно из трех алюминиевых кружков, двух железных и снова трех алюминиевых. Крайние из каждых трех алюминиевых кружков служили для предохранения от ядер отдачи из железа и для компенсации потери ядер отдачи из средних алюминиевых кружков, в которых измеряли активность Na^{24} . Одна из железных мишеней служила для измерения суммарной активности, другую использовали для радиохимического разделения исследуемых изотопов. Шар облучали расширенным пучком протонов с энергией 660 Мэв на синхротронном ОИЯИ. Расширение пучка до размеров шара осуществлялось магнитной линзой, установленной в насадках электромагнита у выхода протонного пучка из камеры синхротронного. Линза сконструирована по типу магнитных квадрупольных линз, используемых для фокусировки пучков [20, 21]. При вращении шара в двух перпендикулярных плоскостях создается изотропное облучение его поверхности с интенсивностью $I_0 = \frac{I}{16\pi} I_p \text{ протон} \times \times \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$, где I_p (протон $\cdot \text{см}^{-2} \times \times \text{сек}^{-1}$) — средняя интенсивность протонного пучка в месте установки шара, измеряемая монитором. В качестве монитора использовался экран из алюминиевой фольги. Интенсивность протонов определялась по выходу реакции $\text{Al}^{27}(p, 3pn)\text{Na}^{24}$. Интенсивность пучка от опыта к опыту менялась в пределах $(5,3 \div 7,6) \times \times 10^8 \text{ протон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Продолжительность экспозиций 1,5—4 ч. Измеренное распределение наведенной активности вдоль диаметра шара обнаруживает четкую симметрию относительно центра шара, что является доказательством обеспечения изотропного облучения его поверхности.

В эксперименте главное внимание уделялось измерению глубинного распределения Na^{24} , образующегося при бомбардировке алюминия, поскольку функции возбуждения соответствующих реакций, вызываемых протонами и нейтронами, хорошо изучены [22, 23] и вклад от вторичных нейтронов является определяющим, так что изотоп очень чувствителен к развитию внутриядерного каскада. По измерению активности Na^{24} было поставлено пять опытов, причем активность измерялась в 18 мишенях, размещенных вдоль диаметра шара. Кроме этого, в одном опыте измерялась активность Mn^{52} (в девяти мишенях), V^{48} , Sc^{44m} , Sc^{47} и Ca^{47} (в двух симметричных мишенях на поверхности

шара), во фракциях марганца, ванадия, скандия и кальция соответственно, выделенных из железных мишеней радиохимическим методом. Выделение проводилось стандартным методом [24]. Бета-активность выделенных образцов и алюминиевых мишеней измерялась торцовым счетчиком с аргоновым наполнением типа МСТ-17. Относительная ошибка измерения активности β -излучающих изотопов составляет 20—30%. Изотопы идентифицировались по периоду полураспада.

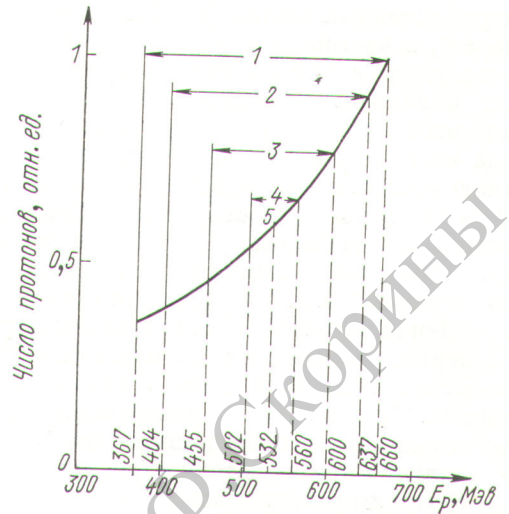
Одновременно был выполнен расчет глубинного распределения первичных протонов, вторичных ядерноактивных частиц и исследуемых радиоактивных изотопов внутри шара аналитическим методом [9—12]. При расчете использовалась систематика экспериментальных и расчетных данных о характеристиках внутриядерного каскада под действием протонов высоких энергий (спектры вторичных протонов, нейтронов и мезонов при энергии первичных протонов 660 Мэв и средние множественности каскадных частиц: \bar{S}_p (200—660 Мэв) = 0,57, \bar{S}_n (150—660 Мэв) = 0,037, \bar{S}_n (100—660 Мэв) = 0,61 и каскадных и испарительных нейтронов \bar{S}_n (1—100 Мэв) = 2,89 [25—27]). Ионизационные потери в железе учитывались в соответствии с данными работы [28]. На рис. 1 показано распределение разных компонентов ядерноактивных частиц внутри шара ($I_0 = 1 \text{ протон} \times \times \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$). На поверхности наибольшую интенсивность имеют первичные протоны, тогда как в центре шара преобладают каскадные и испарительные нейтроны с энергией < 100 Мэв. В центре шара первичные протоны имеют энергию 532 Мэв, а на остальных глубинах и на поверхности шара первичные протоны, пронизывая шар, обладают некоторым спектром энергий (рис. 2).

Функции возбуждения реакций, приводящих к образованию исследуемых изотопов, строили в соответствии с имеющимися экспериментальными данными [23, 29, 30]. Сечения образования Mn^{52} , V^{48} , Sc^{44} , Sc^{47} и Ca^{47} нейтронами считали равными сечениям соответствующих реакций на протонах, так же как и сечения образования мезонами. Для определения средне-взвешенных сечений образования изотопов разными компонентами ядерноактивных частиц функции возбуждения усредняли по спектрам первичных протонов на разной глубине шара и по спектрам вторичных протонов, мезонов и нейтронов в разных интервалах энергий. При определении средне-взвешенного сечения обра-



Р и с. 1. Рассчитанное распределение отдельных компонентов радиоактивных частиц внутри шара (в нуклон · см⁻² · сек⁻¹):

1 — первичные протоны ($I_0 = 1$ протон · см⁻² · сек⁻¹ · стер⁻¹); 2 — мезоны ($E > 150$ Мэв); 3 — протоны ($E > 200$ Мэв); 4 — нейтроны ($1 < E < 100$ Мэв); 5 — полный поток радиоактивных частиц; R — радиус шара; r — расстояние от центра.



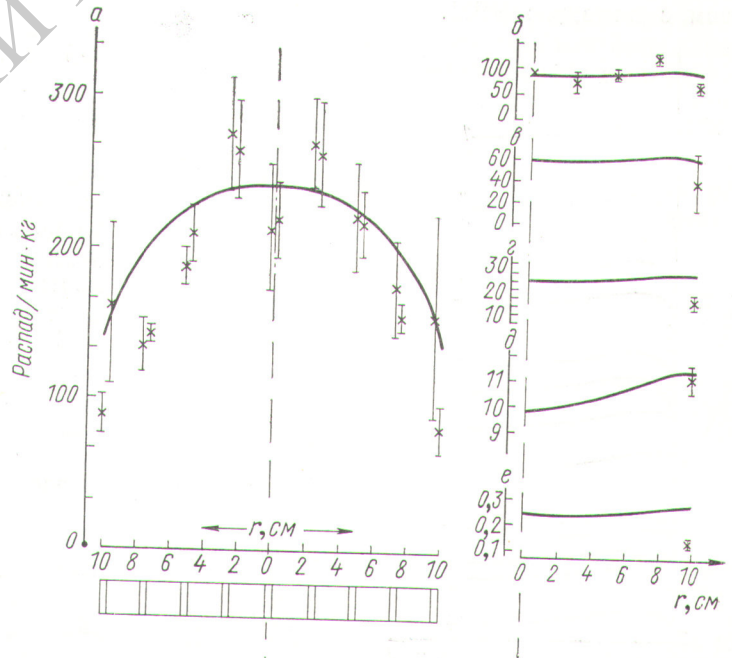
Р и с. 2. Энергетический спектр первичных протонов внутри шара:

1 — на поверхности; 2 — на сфере в 2 см от поверхности; 3 — на сфере в 5 см от поверхности; 4 — на сфере в 8 см от поверхности; 5 — в центре шара.

зования Sc^{44m} использовали отношение статистических весов изомерной пары $\sigma(Sc^{44m})$: $\sigma(Sc^{44}) \approx 0,4$ выше 100 Мэв в реакции (p, pn) [31].

На рис. 3 представлены результаты эксперимента и расчетные кривые для глубинного распределения радиоактивных изотопов внутри шара (при пересчете к $I_0 = 1$ протон · см⁻² × сек⁻¹ · стер⁻¹). Указанные ошибки измерений — это среднеквадратичные по пяти опытам для Na^{24} и простые средние по двум измерениям в симметричных точках относительно центра шара для остальных изотопов. Измеренное распределение Na^{24} и Mn^{52} внутри шара находится в хорошем количественном соответствии с рассчитанной формой глубинного распределения этих изотопов. Некоторое отклонение наблюдается вблизи поверхности (на глубине ≤ 2 см от поверхности). Это подтверждается и измерением активности изотопов V^{48} , Sc^{44m} , Sc^{47} и Ca^{47} на поверхности шара. Расчетные значения для V^{48} и Sc^{47} в пределах погрешностей эксперимен-

та согласуются с данными измерений, хотя и намечается тенденция к завышению расчетных значений. В случае Sc^{44m} и Ca^{47} такое завышение выходит за пределы указанных ошибок и в основном объясняется пренебрежением угловыми зависимостями распределений



Р и с. 3. Распределение активности радиоактивных изотопов внутри изотропно облучаемого железного шара (в распаде · мин⁻¹ · кг⁻¹):

$I_0 = 1$ протон · см⁻² · сек⁻¹ · стер⁻¹. Точки — измерения, кривые — расчет; а — Na^{24} из алюминиевых пластинок; под графиком — схема расположения алюминиевых пластинок в пенале, который закладывался вдоль диаметра шара; б, в, г, д, е — Mn^{52} , V^{48} , Sc^{44m} , Sc^{47} и Ca^{47} соответственно из железных пластинок; r — расстояние от центра.

ядерноактивных частиц (приближение прямо — вперед), в частности неучетом утечки с поверхности шара ядерноактивных частиц, испущенных в заднюю полусферу. На большей глубине этот эффект компенсируется за счет прихода частиц из соседних точек, поэтому можно также ожидать, что в телах большего размера ($R > 10$ см) погрешность расчета вблизи поверхности будет не больше указанной в данном случае. Кроме того, поверхностные слои метеоритов теряются при прохождении через атмосферу Земли. Степень абляции может составлять $3/4$ первоначальной массы метеорита [32], так что отмеченная погрешность вообще не существенна. Таким образом, измеренная активность космогенных изотопов в выпавших на Землю метеоритах в пределах точности измерений должна соответствовать рассчитанной аналитическим методом при $R - r > 2$ см.

К сожалению, из-за чисто технических трудностей нельзя выполнить экспериментальное моделирование в телах большего размера. Однако появилась возможность сравнить наши результаты с расчетом по методу Монте-Карло, в котором не используется приближение прямо — вперед и учитываются все поколения вторичных частиц. В недавно выполненной работе [33] представлен расчет накопления Na^{22} , V^{49} , Cl^{36} и K^{40} в железных метеоритах, основанный на статистическом моделировании процесса взаимодействия частиц высоких энергий с веществом с помощью ЭВМ.

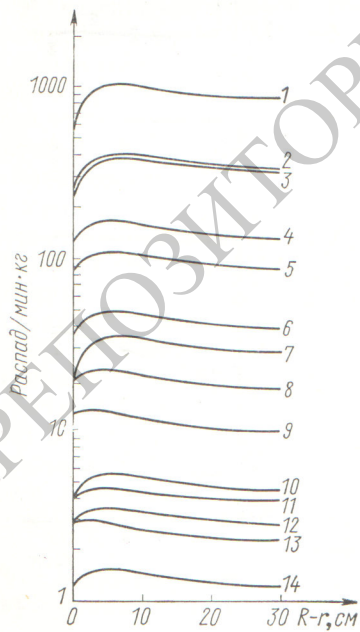


Рис. 4. Распределение космогенных радиоактивных изотопов в железном метеорите радиусом 30 см (в распад \times мин $^{-1}$ · кг $^{-1}$):

- | | |
|-------------------------|-------------------------|
| 1 — Fe ⁵⁶ ; | 2 — Mn ⁵⁴ ; |
| 3 — Mn ⁵³ ; | 4 — Cr ⁵¹ ; |
| 5 — Mn ⁵² ; | 6 — V ⁴⁸ ; |
| 7 — Co ⁵⁶ ; | 8 — Sc ⁴⁶ ; |
| 9 — P ³² ; | 10 — Ti ⁴⁴ ; |
| 11 — Al ²⁶ ; | 12 — Ca ⁴⁵ ; |
| 13 — Na ²² ; | 14 — Si ³² . |

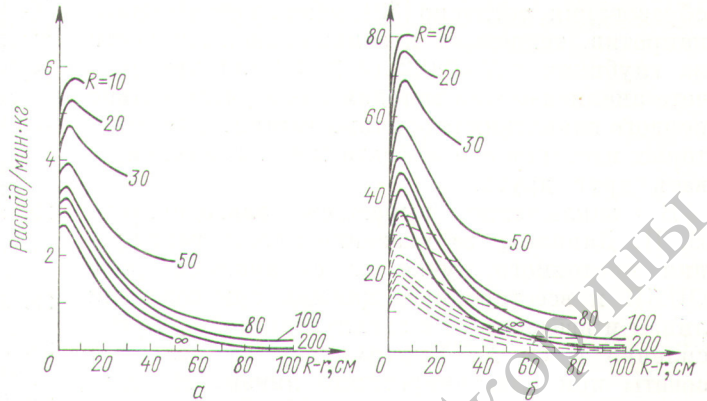
В отличие от описанного выше эксперимента метеориты в космическом пространстве облучаются космическими лучами с широким спектром энергий. При расчете это приводит к необходимости усреднения множественностей рождения вторичных частиц и сечений образования изотопов по первичному спектру, в результате чего получаются другие характеристики внутриядерного каскада [$\bar{S}_{\text{ливн}} (> 1 \text{ Гэв}) = 0,6$, $\bar{S}_p (0,2-1 \text{ Гэв}) = 0,4$, $\bar{S}_\pi (0,15-1 \text{ Гэв}) = 0,6$, $\bar{S}_n (0,1-1 \text{ Гэв}) = 1,0$, $\bar{S}_\nu (0,001-0,1 \text{ Гэв}) = 6,8$ [42]] и другие средневзвешенные сечения образования изотопов по сравнению со значениями при энергии 660 Мэв. Множественности вторичных частиц увеличиваются, в частности сильно развиваются ливневая и мезонная компоненты; увеличиваются средневзвешенные сечения образования изотопов с высокими порогами. На рис. 4 представлены глубинные распределения 14 космогенных изотопов в железном метеорите радиусом 30 см. Расчет выполнен аналитическим методом при средней интенсивности галактических космических лучей (с жесткостью больше 0,5 Гэв) за 1959—1969 гг. ($I_0 = 0,28$ частиц \cdot см $^{-2}$ \cdot сек $^{-1}$ \cdot стер $^{-1}$) и с использованием спектра 1962 г., соответствующего этому среднему значению интенсивности [34, 35].

Соотношение скоростей образования радиоактивных изотопов определяется сечениями их образования первичным и вторичным излучениями. Глубинные распределения большинства изотопов имеют максимум на расстоянии ~ 5 см от поверхности, обусловленный вкладом вторичных частиц, в основном каскадных и испарительных нейтронов (Fe⁵⁵, Mn⁵³, Mn⁵⁴ и др.). Такие изотопы, как Na²², P³², Sc⁴⁶, образуются первичными протонами высоких энергий, поэтому максимум вблизи поверхности у них выражен слабо и спад активности с глубиной сильнее, чем у других изотопов. Наблюдаемые активности изотопов в железных метеоритах соответствуют рис. 4 [1].

С увеличением размеров облучаемого тела активность радиоактивных изотопов уменьшается, спад активности с глубиной усиливается, а максимум в распределении сдвигается ближе к поверхности (~ 2 см). На рис. 5, а представлено глубинное распределение Al²⁶ в железных метеоритах разных размеров. Поскольку 11-летние вариации интенсивности галактических космических лучей не сказываются на величине активности такого долгоживущего изотопа, как Al²⁶ ($T_{1/2} = 7,4 \cdot 10^5$ лет $\gg 11$ лет), расчет выполнен при сред-

Рис. 5. Распределение Al^{26} (а) и V^{48} (б) в железных метеоритах разных размеров (в распаде \times $\text{мин}^{-1} \cdot \text{кг}^{-1}$):

Al^{26} рассчитан при средней интенсивности за солнечный цикл ($I_0 = 0,28 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \times \text{стер}^{-1}$); V^{48} рассчитан при максимальной интенсивности в 1965 г., $I_0 = 0,39 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \times \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ (сплошные линии) и при минимальной интенсивности в 1959 г., $I_0 = 0,18 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ (штриховые линии).



ней интенсивности $I_0 = 0,28 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \times \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ и с использованием спектра 1962 г., как и на рис. 4. Следует, однако, иметь в виду, что представленные на рис. 5, а значения активности Al^{26} характерны для метеоритов, орбиты которых целиком лежат в области модуляции (афелии орбит на расстоянии меньше 1,9 а. е. от Солнца, где 1,9 — верхняя граница области эффективной модуляции [36—39]). При более протяженных орбитах метеорит часть времени летит в немодулированной области с максимальной интенсивностью космических лучей $\approx 0,39 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ [34], так что активность Al^{26} и других долгоживущих изотопов в них будет выше [40]. Наблюдаемые значения активности Al^{26} в выпавших железных метеоритах 0,4—7,4 $\text{распад} \cdot \text{мин}^{-1} \cdot \text{кг}^{-1}$ [1] соответствуют полученным данным. Короткоживущие изотопы ($T_{1/2} \ll 11$ лет), например V^{48} ($T_{1/2} = 16$ дней), накапливая наблюдаемую активность целиком на пути от 1,9 а. е. до падения на Землю, чувствительны к фазе солнечного цикла, во время которой происходит падение метеорита, так что максимальные и минимальные значения активности таких изотопов в разных метеоритах могут различаться почти в 2,3 раза, в соответствии с вариацией интенсивности галактических космических лучей в течение цикла [34, 35] и независимо от протяженности орбит (сплошные и штриховые линии для активности V^{48} на рис. 5, б). Величина активности радиоактивных изотопов с $T_{1/2} \sim 11$ лет чувствительна и к временным, и к пространственным вариациям галактических космических лучей, а также к моменту столкновения метеорита с Землей — до или после прохождения перигелия.

На рис. 6 представлено глубинное распределение активности Na^{22} в железных метеоритах, выполненное аналитическим методом (кривые)

и методом Монте-Карло [33] (гистограммы) при $I_0 = 0,23 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$. Имеется количественное согласие результатов, полученных двумя методами. Тенденция к расхождению намечается на больших глубинах ($r/R < 0,2$) в телах больших размеров ($R > 50 \text{ см}$), падение которых наблюдается относительно редко. Однако резкие спады активности на глубинах, близких к центру метеоритов, полученные при расчете методом Монте-Карло, в действительности в метеоритах не наблюдаются. Поскольку в результате абляции поверхностные слои вещества снимаются, то измерение активности производится, как правило, именно в центральных слоях метеоритов и измерение в разных точках практически не обнаруживает резкого различия [1]. Выполнение глубинных распределений активностей космогенных изотопов в центральных слоях метеоритов следует и из расчета по методу, использующему данные экспериментов с толстыми мишенями [2—4], который в целом правильно описывает истинные распределения активностей в телах больших размеров. В случае изотопов с низкими порогами

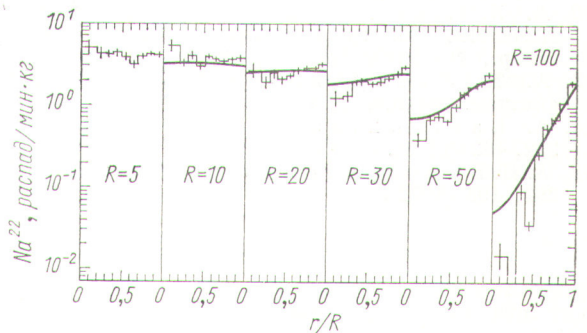


Рис. 6. Сравнение расчета глубинного распределения Na^{22} в железных метеоритах аналитическим методом (кривые) и методом Монте-Карло [33] (гистограммы).

образования, согласно [33], может наблюдаться, напротив, тенденция к занижению активности на глубинах $r/R < 0,2$ ($R > 50$ см) при расчете аналитическим методом из-за учета только первого поколения вторичных частиц. Для некоторых изотопов оба эффекта могут компенсировать друг друга.

В заключение выражаем благодарность В. И. Данилову за указание метода расширения протонного пучка на синхротронном ОИЯИ и вестороннюю помощь при создании линзы и введении ее в эксплуатацию, А. Т. Василенко и С. Х. Биктимирову за полезные советы при конструировании линзы. Мы глубоко благодарны академику А. П. Виноградову за постоянное внимание к работе.

Поступила в Редакцию 12/VI 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Лаврухина. В сб. «Ядерная химия». Под ред. В. И. Гольданского и А. К. Лаврухиной. М., «Наука», 1965, стр. 7.
2. J. Arnold. Ann. Rev. Nucl. Sci., **11**, 349 (1961).
3. J. Arnold, M. Honda, D. Lai. J. Geophys. Res., **66**, 3519 (1961).
4. P. Kohman, M. Bender. Trans. Amer. Geophys. Union, **46**, 127 (1965); USAEC Report N40-844-72 (1967).
5. K. Ebert, H. Wänke. Z. Naturforsch., **12a**, 766 (1957).
6. H. Wänke. Z. Naturforsch., **15a**, 953 (1960).
7. А. К. Лаврухина, Л. Д. Ревина, Т. А. Ибраев, Л. В. Юкина. «Геохимия», № 1, 20 (1967).
8. А. К. Лаврухина, Л. Д. Ревина, Л. В. Юкина. «Геохимия», № 3, 251 (1968).
9. А. К. Лаврухина, Г. К. Устинова. «Астрон. ж.», **44**, 1081 (1967).
10. А. К. Лаврухина, Г. К. Устинова. «Докл. АН СССР», **179**, 1448 (1968).
11. А. К. Лаврухина, Г. К. Устинова, Т. А. Ибраев. В сб. «Космические лучи», № 11. Под ред. С. Н. Вернова, Л. И. Лормана. М., «Наука», 1969, стр. 100.
12. А. К. Лаврухина и др. In «Meteorite Research». Ed. by P. Millman, D. Reidel-Publ. Comp., Dordrecht-Holland, 1969, p. 227.
13. А. К. Лаврухина, Г. К. Устинова. «Астрон. вестн.», **5**, 144 (1971).
14. A. Lavrukhina, G. Ustinova. Nature, **232**, 462 (1971).
15. А. П. Виноградова и др. «Докл. АН СССР», **202**, 193 (1972).
16. И. Л. Розенталь. ЖЭТФ, **23**, 10 (1952).
17. R. Alsmiller. Nucl. Sci. Engng, **27**, No. 2 (1967).
18. М. М. Комочков, Б. С. Сычев. «Атомная энергия», **15**, вып. 4, 325 (1963).
19. Б. М. Карпаков, Л. Р. Кимель, В. В. Пичугин. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 6, М., Атомиздат, 1967, стр. 84.
20. В. И. Данилов, О. В. Савченко. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 47 (1959).
21. М. С. Ливингстон. Ускорители. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
22. J. Summing. Ann. Rev. Nucl. Sci., **13**, 261 (1963).
23. J. Stehn et al. Neutron Cross Sections. BNL-325, Suppl. No. 2. Vol. I. USAEC, 1964, p. 13-0-19.
24. А. К. Лаврухина и др. «Радиохимия», **5**, 721 (1963).
25. В. С. Барашков и др. Сообщение ОИЯИ, P2-5118, Дубна, 1970.
26. В. С. Барашенков и др. Там же, P2-5549.
27. А. К. Лаврухина. Труды Всесоюзной конференции по физике космических лучей. Ч. II, вып. 1. М., ФИАИ, 1969, стр. 54.
28. C. Williamson, J. Boujot, J. Picard. Rapport CEA-R3042, Centre études nucleaires de Saclay, 1966.
29. E. Bruninx. High-Energy Nuclear Reaction Cross Sections I—II—III, CERN 64-17, Nucl. Phys. Div., Geneva, 1961, 1962, 1964.
30. R. Silberberg, C. H. Tsao. Preprint Lab. Cosm. Ray Phys., Naval Res. Lab., Washington, 1971.
31. J. Meadows, R. Diamond, R. Sharp. Phys. Rev., **102**, 190 (1956).
32. N. Bhandary. Proc. 11th Symp. Cosm. Rays, Astrophys., Geophys., Element. Particle Phys. Vol. 2, Delhi, 1969, p. 327.
33. В. С. Барашенков, Н. М. Соболевский, В. Д. Тонеев. Сообщение ОИЯИ, P2-6225, Дубна, 1972; «Геохимия», № 11 (1972).
34. А. Н. Чаракчьян, Т. Н. Чаракчьян. Труды Шестой всесоюзной зимней школы по космофизике. Ч. II. Апатиты. Изд. Полярного геофиз. ин-та Кольского филиала АН СССР, 1969, стр. 36.
35. Г. А. Базилевская и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **35**, 2483 (1971).
36. А. К. Лаврухина. «Вестн. АН СССР», № 9, 72 (1970).
37. А. К. Лаврухина, Г. К. Устинова, А. Н. Симоненко. «Метеоритика», вып. 31 (1972).
38. E. Fireman, G. Spannagel. J. Geophys. Res., **76**, 4127 (1971).
39. M. Forman, R. Stoepner, R. Davis. Ibid., **76**, 4109 (1971).
40. А. К. Лаврухина, Г. К. Устинова, «Докл. АН СССР», **204**, 316 (1972).