

УДК 523.681;524.1-353

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЯДЕР ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ВЕЩЕСТВЕ МЕТЕОРИТА-ПАЛЛАСИТА

А. Б. Александров¹, А. В. Багуля¹, М. С. Владимиров¹, Н. В. Галкина¹,
Л. А. Гончарова¹, Г. В. Калинина², Л. Л. Кашкаров², Н. С. Коновалова¹,
Н. М. Окатьева¹, Н. Г. Полухина¹, Н. И. Старков¹

Приводятся результаты модельных расчетов процессов взаимодействия и выхода продуктов фрагментации ядер сверхтяжелых элементов галактических космических лучей из интервала их зарядов ($50 < Z < 92$) при прохождении определенной толщины вещества метеорита-палласита.

Ключевые слова: зарядовый спектр ГКЛ, сверхтяжелые ядра, метеориты.

Для исследования ядер тяжелых (VH-группы с зарядом $23 \leq Z \leq 29$) и сверхтяжелых (VVH, $Z \geq 30$) элементов галактических космических лучей (ГКЛ) на протяжении последних десятилетий использовались различные методы. В рамках проекта ОЛИМПИА [1] исследуется зарядовый спектр ядер ГКЛ по их трекам в кристаллах оливина из метеоритов Eagle Station и Marjalahti, радиационный возраст которых 300 млн. лет и 185 млн. лет, соответственно. Группами сотрудников ФИАН и ГЕОХИ РАН была разработана методика идентификации заряда ядер ГКЛ по трекам, травимым в кристаллах оливина из метеоритов. Методика основана на экспериментально установленной зависимости между скоростью травления трека вдоль следа торможения ядра и величиной его остаточного пробега [2]. Однако, выполнение исследований зарядового спектра сверхтяжелых ядер ГКЛ по их трекам, регистрируемым в кристаллах оливина из палласитов, привело к необходимости оценки поправок, связанных с учетом процесса фрагментации первичных ядер ГКЛ в веществе исследуемых метеоритов. Существенным при этом является то, что в результате фрагментации тяжелых ядер ГКЛ происходит как занижение числа регистрируемых ядер ГКЛ данного сорта, так и увеличение потока более легких вторичных ядер – продуктов фрагментации. Учет процессов

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: okateva@sci.lebedev.ru.

² ГЕОХИ РАН, Россия, 119991, Москва, ул. Косыгина, 19.

взаимодействия тяжелых ядер с веществом метеорита, включая их фрагментацию, изучение влияния данных процессов на изменение зарядового состава ГКЛ стало одной из целей выполненных модельных расчетов.

Авторами проведено полномасштабное моделирование реального эксперимента с использованием программного пакета SRIM [3] и программного комплекса GEANT4 [4]. Совместное использование программ позволяет проводить сравнение получаемых результатов, и тем самым повышает их надежность. Пакет SRIM в основном использовался для вычисления ионизационных потерь энергии ядер в веществе. Использование пакета GEANT4 для моделирования прохождения ионов в веществе позволило учесть все возможные процессы взаимодействия, в частности, фрагментацию [5].

В качестве основного инструмента моделирования был создан пакет `iion`, который представляет собой модернизированную в соответствии с задачами нашего исследования версию пакета `Nadr01`, входящего в состав GEANT4 в качестве официального примера его применения. В пакете `iion` была добавлена возможность изучать различные параметры ядер, проникающих на различную глубину в теле облучаемого метеорита, и генерировать различные энергетические, пространственные и угловые распределения первичных ядер с использованием подпакета `G4GeneralParticleSource` (GPS), который является частью пакета GEANT4 [6]. Результатом модельных расчетов являются распределения как первичных, так и вторично образованных в процессе фрагментации ядер по различным параметрам, позволяющие проводить дальнейший анализ.

С использованием программ SRIM и GEANT4 были проведены расчеты прохождения ядер ^{131}Xe , ^{207}Pb и ^{238}U через вещество разного состава в широком диапазоне энергий [7]. Полученные результаты моделирования сравнивались с табличными данными [8], в которых представлены тормозные способности и пробеги ионов с зарядами $2 \leq Z \leq 103$ для диапазона энергий от 2.5 до 500 МэВ/нуклон в различных материалах. Результаты расчетов показали хорошее согласие в пределах статистических ошибок, что позволило сделать вывод о возможности использования разработанного пакета `iion` в GEANT4 для данного эксперимента.

Используемые в данной работе метеориты класса палласиты состоят из железоникелевой матрицы, в объеме которой находятся поликристаллические включения оливина – полупрозрачного минерала желтоватого цвета. Размер отдельных включений достигает 1–2 см, причем они состоят из более мелких (в среднем 0.5–1 мм) индивидуальных кристаллов оливина. По своей кристаллографической структуре природный минерал оливин $(\text{Mg}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})_2\text{SiO}_4$ относится к силикатам с изолированными кремне-

кислородными тетраэдрами (SiO_4), соединёнными между собой с помощью катионов Mg или Fe [9]. Заряженные частицы до попадания в кристаллы оливина проходят некоторое расстояние через железо-никелевую матрицу тела метеороида (метеоритного тела доатмосферных размеров, находящегося в космическом пространстве). По результатам анализа плотности треков VH-ядер глубина залегания кристаллов оливина от ближайшей точки на доатмосферной поверхности метеороида составляет: для исследуемого образца метеорита Eagle Station (1.5–4) см, для метеорита Marjalahti (4–8) см.

Для модельных расчётов использовался набор ядер из интервала зарядов ($50 < Z < 92$), относительное содержание которых в Солнечной системе принято по данным Г. Зюсса, Г. Юри и А. Дж. У. Камерона [10]. Моделирование проводилось для каждого ядра отдельно, а затем вклад от отдельных ядер суммировался. Так как разброс значений относительной распространенности изучаемых ядер составляет два порядка величины, а проведение расчетов для одного сорта ядер, особенно для тяжелого, занимает довольно много времени, то для ^{238}U , ядра с наименьшей в рассматриваемом диапазоне распространенностью, использовалось первоначальное количество ядер, равное 1000. Количество других ядер было рассчитано пропорционально заданному числу ядер ^{238}U и отношению их относительных распространенностей.

Для реализации возможности учета различных процессов взаимодействия ядер с целью анализа изменения их количества в зависимости от расстояния от поверхности облучаемого метеорита было смоделировано прохождение набора ядер (с одной энергией, заданной для всех ядер) через мишени из $\text{Fe}_{0.9}\text{Ni}_{0.1}$ (FeNi) с плотностью $(7.9 \pm 0.1) \text{ г/см}^3$. На рис. 1 представлены результаты моделирования прохождения таких ядер с энергиями от 500 МэВ/нуклон до 1000 МэВ/нуклон через FeNi-мишени различной толщины (10, 40, 70 и 100 мм). Из полученных результатов следует, что, например, ядра урана могут оставить след в оливине после прохождения слоя вещества тормозящей среды метеорита толщиной более 10 мм, если они имеют энергию, превышающую 1000 МэВ/нуклон.

Известно, что оливин является пороговым детектором. Критическая величина ионизационных потерь энергии для оливина $18 \text{ МэВ}/(\text{мг}\cdot\text{см}^{-2})$ [11]. В ходе выполнения расчетов пороговые значения энергии $E_{1\text{thresh}}$ и $E_{2\text{thresh}}$ (см. рис. 2) определяли из кривой потерь энергии для соответствующего ядра. Таким образом, в оливине могут быть зарегистрированы только те ядра, энергия которых лежит в диапазоне $(E_{1\text{thresh}} - E_{2\text{thresh}})$. Сделав такую оценку для предыдущих результатов, следует отметить, что в рассчитанный интервал энергий из начального потока всех ядер попадает порядка 30%. Таким образом, в большинстве случаев первичные ядра или полностью фрагментируют, или

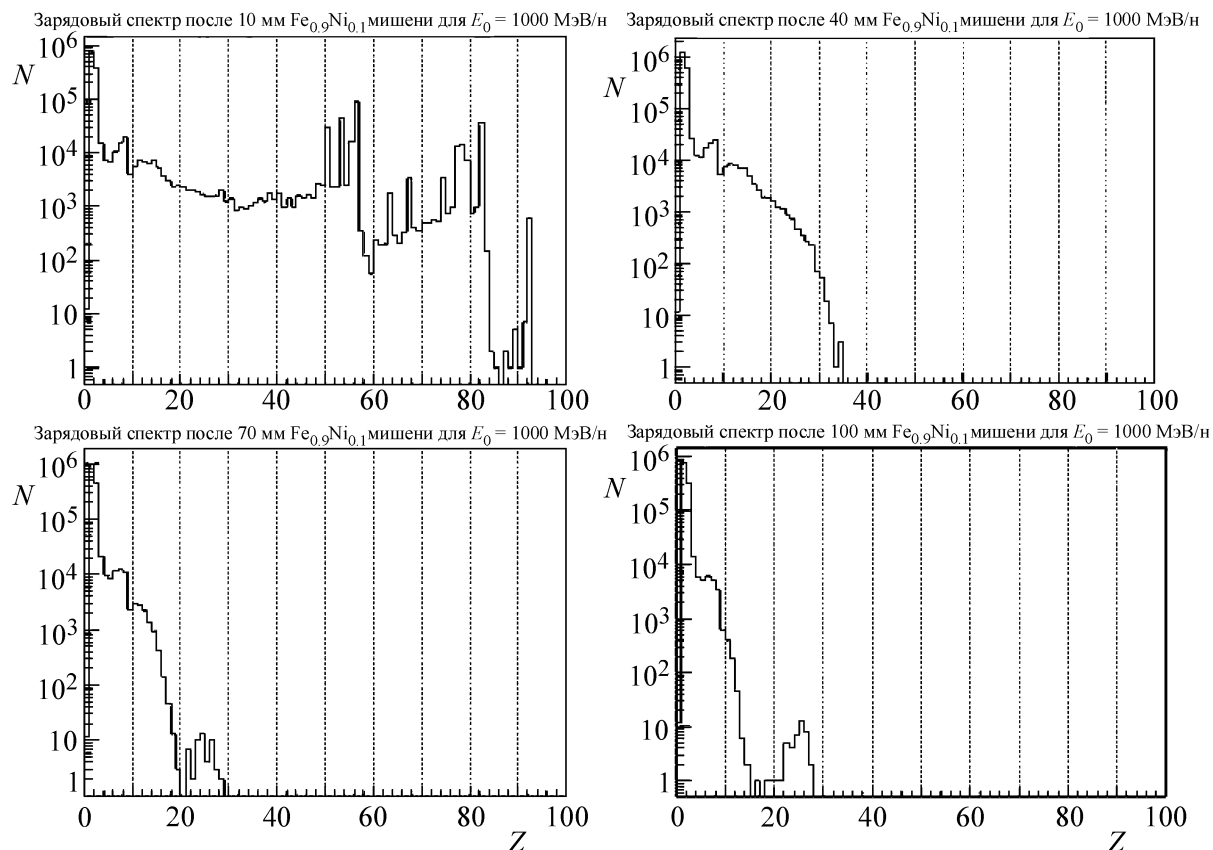


Рис. 1: Зарядовые спектры ядер после прохождения различных толщин (10/40/70/100 мм) железо-никелевой мишени для набора ядер из интервала зарядов (50 – 92) с первоначальной энергией 1000 МэВ/нуклон.

они проникают на большую глубину в теле метеороида, имея энергию, превышающую пороговое значение ($E_{2\text{thresh}}$) (см. рис. 3).

Кристаллы оливина располагаются на разной глубине в теле метеороида, и первичные ядра ГКЛ и вторичные ядра-фрагменты тормозятся не только при прохождении железо-никелевой матрицы, но и окружающих исследуемый кристалл оливина соседних кристаллов оливина. Поэтому при моделировании прохождения ядер в теле метеороида были проведены также расчеты для среднего химического состава вещества метеороида-палласита: 65 об. % $(\text{Mg}_x, \text{Fe}_{1-x})_2\text{SiO}_4$ и 35 об. % $\text{Fe}_{0.7}\text{Ni}_{0.3}$ (FeNi-Olivine). Для сравнения было промоделировано прохождение ядер урана (^{238}U) с энергиями 500, 700 и 1000 МэВ/нуклон через мишень с таким средним химическим составом. Полученные данные сопоставляются с результатами для FeNi-мишени (см. рис. 4). Результаты

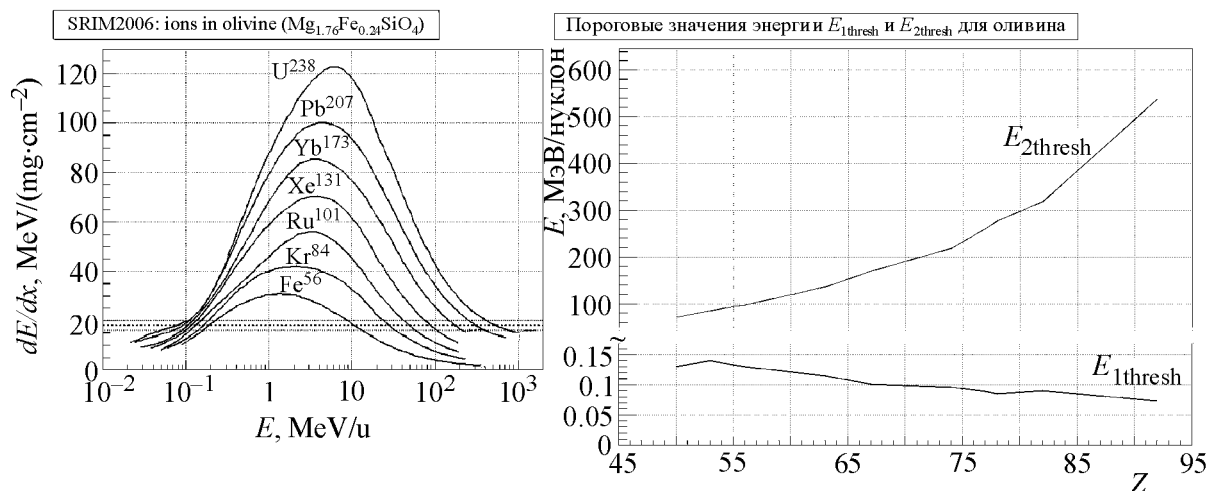


Рис. 2: Зависимость потерь энергии dE/dx ядер различных элементов от энергии при торможении в оливине [11] и пороговые значения энергии $E_{1\text{thresh}}$ и $E_{2\text{thresh}}$ для оливина, полученные для $dE/dx = 18$ МэВ/(мг·см⁻²) в интервале зарядов (50 – 92).

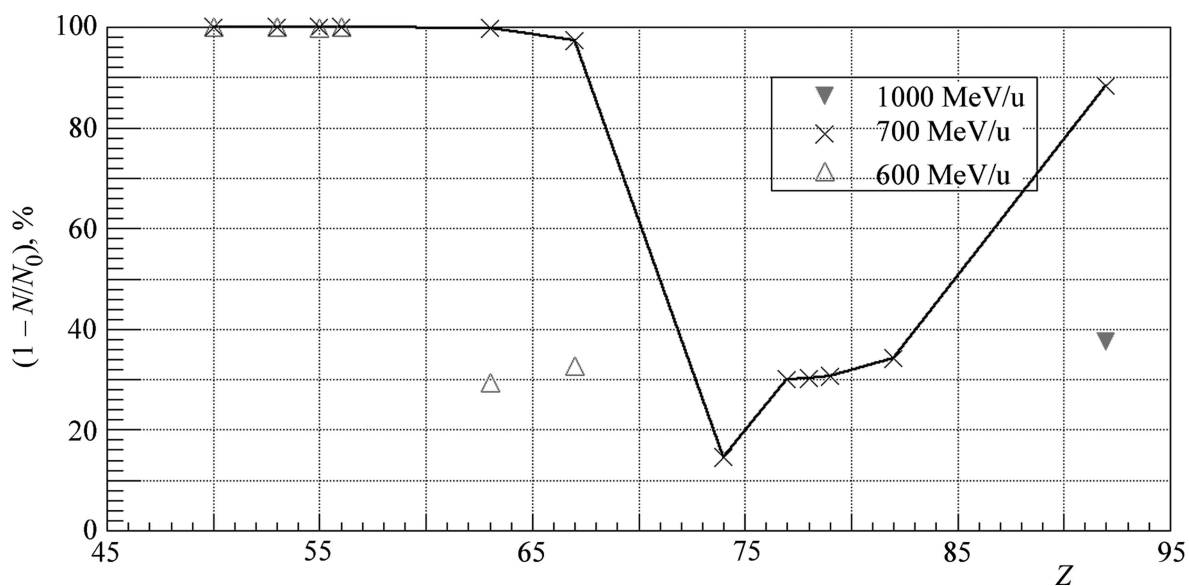


Рис. 3: Уменьшение (в процентах) количества прошедших N ядер от первоначального N_0 количества после прохождения 10 мм вещества железо-никелевой мишени для трех протомоделированных энергий.

показывают, что при энергии 500 МэВ/нуклон ядра урана фрагментируют полностью с образованием более лёгких ядер с зарядом $Z < 55$ после FeNi-мишени, в то время как в спектре вторичных ядер для FeNi-Olivine незначительная часть первичных ядер урана

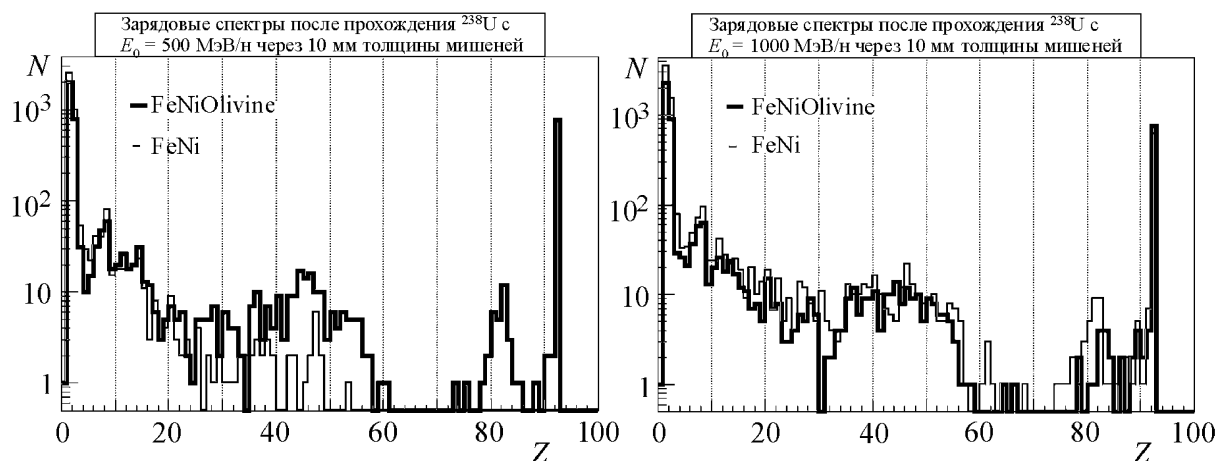


Рис. 4: Зарядовые спектры после прохождения ядер урана с энергиями 500 и 1000 МэВ/нуклон через 10 мм толщину FeNi и FeNi-Olivine мишеней.

еще присутствует. Однако с возрастанием энергии первичных ядер урана заметно, что вклад вторичных частиц в группу ядер с $Z = 60 - 75$ существенен только для FeNi-мишени. Дальнейшие расчёты были продолжены для обоих типов мишеней, однако большее внимание уделялось процессам прохождения ядер через FeNi-Olivine-мишень.

Для получения более точных оценок количественного вклада различных первичных ядер ГКЛ при прохождении через метеорит необходимо учитывать вид энергетического спектра космических лучей. При энергиях в исследуемом диапазоне экспериментальные данные о спектре частиц обычно представляют в “степенном” виде $N(E) \sim 1/E^\gamma$, где N – число частиц с заданной энергией E , γ – дифференциальный показатель спектра. Имеющиеся в литературе экспериментальные данные о величине показателя спектра имеют значительный разброс. В данной работе принята величина $\gamma = 2.5$, которую иногда используют для процедуры “сглаживания” спектра по данным различных экспериментов [12].

При регистрации треков в отдельных кристаллах оливина важно знать не только количество образовавшихся ядер – продуктов фрагментации – в слое тормозящего вещества метеорита определенной толщины, но и сколько этих ядер с определенной пороговой энергией (соответствующей формированию треков в оливине) вылетает с поверхности слоя никелистого железа, непосредственно прилегающего к кристаллу оливина-детектора (регистрация в условиях 2π -геометрии). Согласно созданной модели энергия каждого ядра, распределенная по закону $\sim E^{-2.5}$, в специально рассчитанном диапазоне должна соответствовать средней длине пробега ядра, превышающей конкретную

расчетную толщину железо-никелевой матрицы метеорита. При этом энергия ядра на выходе из этой мишени должна находиться в пределах пороговых значений формирования треков для оливина ($E_{1\text{thresh}} - E_{2\text{thresh}}$), т.е. только такое ядро может быть зарегистрировано в кристаллическом оливине. Количество налетающих ядер каждого сорта задавалось пропорционально их распространенности в составе ГКЛ. Для расчета диапазона начальных энергий для каждого ядра использовалась зависимость обратных потерь энергии от энергии. Вычислялся интеграл:

$$L = \int_{E_{1\text{thresh}}}^{E_{1\text{entry}}} \frac{dE}{(dE/dx)},$$

где $E_{1\text{entry}}$ – минимальное значение входной энергии.

Зная заданную толщину мишени L , после нескольких итераций определяли $E_{1\text{entry}}$. Аналогично определялась величина $E_{2\text{entry}}$. Диапазоны входных энергий $E_{1\text{entry}} - E_{2\text{entry}}$ отличаются для разных ядер, но, зная общий вид зависимости количества ядер от энергии, можно определить пересчетный коэффициент, на который надо умножить число первичных ядер. Таким образом, мы значительно сократили время расчетов, исключив из них случаи, когда ядро, прошедшее сквозь железо-никелевую матрицу, не сможет образовать трек в оливине. Рассчитаны значения энергии регистрируемых ядер из интервала зарядов $50 < Z < 92$ на входе в FeNi- и FeNi-Olivine-мишени различных толщин.

Задавая энергию в интервале рассчитанных значений для пакета `iion`, удалось еще уменьшить время расчетов путем исключения случаев, когда ядро, прошедшее сквозь железо-никелевую матрицу, не сможет образовать трек в оливине. Дальнейшие расчёты с поправками были проведены для 10 мм толщины FeNi-мишени, а также для 10 мм и 40 мм толщины FeNi-Olivine-мишени (см. рис. 5). Результаты показывают, что теперь действительно во всех случаях при заданных таким образом начальных условиях все ядра могут быть зарегистрированы в оливине. Также можно оценить уменьшение потока регистрируемых ядер в зависимости от толщины мишени.

Таким образом, создан и модернизирован с учётом экспериментальных данных программный пакет из комплекса GEANT4. Полученные результаты позволили не только провести анализ характера изменения выхода ядер – продуктов фрагментации с глубиной от поверхности облучаемого тела палласита, но и количественно оценить вклад в группу ядер с $Z = 60 - 75$ от ядер более тяжелых элементов ГКЛ, распавшихся при фрагментации в веществе метеорита-палласита. Использование расчетных данных позволило определить изменения спектров заряженных частиц из-за фрагментации с

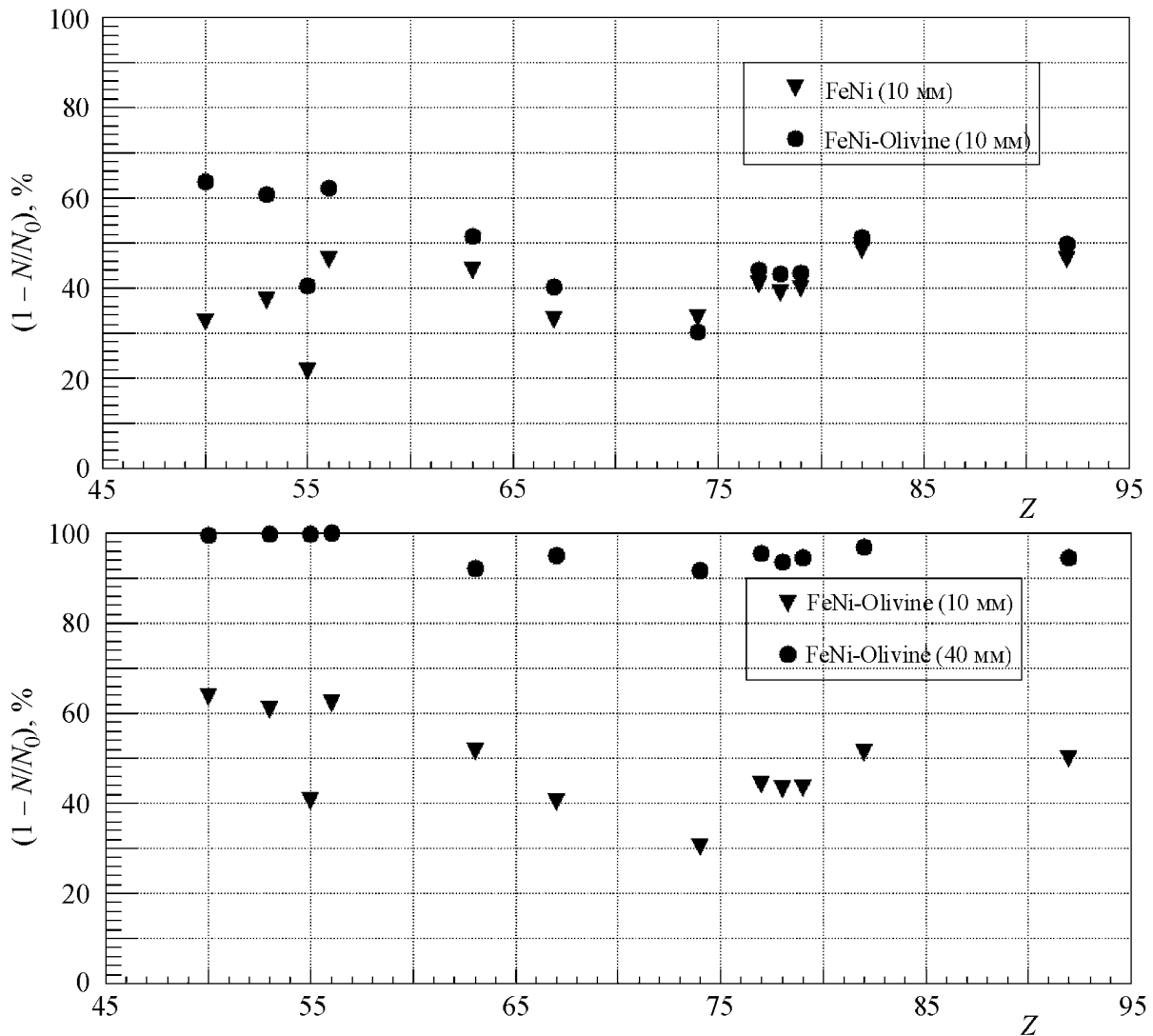


Рис. 5: Уменьшение (в процентах) количества N прошедших ядер от первоначального количества N_0 после прохождения FeNi-Olivine и FeNi мишеней для интервала энергий ядер, которые затем остановятся в контактирующем оливине-детекторе треков. Толщины слоев указаны на рисунках.

целью внесения поправок в исследуемый спектр космического излучения. Получены расчетные характеристики зарядового и энергетического спектров ядер сверхтяжелых элементов ГКЛ на входе в регистрирующий кристалл оливина после прохождения определенной толщины вещества метеороида. Результаты данной работы могут дать объяснение целому ряду событий, наблюдавшихся в экспериментах на спутниках при изучении состава космических лучей в области сверхтяжелых ядер $Z > 65$ [13–15]. Помимо

стабильных ядер с $Z \leq 92$, в этих экспериментах были зарегистрированы отдельные сигналы от частиц с зарядом в интервале $94 < Z < 100$. Частицы с таким зарядом не могут входить в состав первичного космического излучения в силу их очень малого времени жизни. Авторы указанных статей природу этих частиц не комментируют. По нашему мнению, события с $Z > 92$ появляются не из-за методических неточностей или сбоя в работе аппаратуры, а являются результатом фрагментации более тяжёлых ядер из области “острова стабильности”. Несколько таких событий было обнаружено и в наших исследованиях треков сверхтяжёлых частиц в оливинах из метеоритов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] V. L. Ginzburg, N. G. Polukhina, E. L. Feinberg, et al., *Doklady Physics* **50**(6), 283 (2005).
- [2] А. Б. Александров, А. В. Багуля, М. С. Владимиров и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **35**(7), 19 (2008).
- [3] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids* (Pergamon Press, NY, Oxford, 1985).
- [4] GEANT4 Collaboration (S. Agostinelli et al.), *Nucl. Instr. and Meth. A* **506**, 250 (2003).
- [5] J. P. Bondorf, A. S. Botvina, A. S. Iljinov, et al., *Phys. Rep.* **257**, 133 (1995).
- [6] <http://reat.space.qinetiq.com/gps>
- [7] А. Б. Александров, А. В. Багуля, М. С. Владимиров и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **35**(9), 34 (2008).
- [8] F. Hubert, R. Vimbot, and H. Gauvin, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **46**, 1 (1990).
- [9] J. D. Birle, G. V. Gibbs, P. B. Moore and J. V. Smith, *Amer. Min.* **53**, 807 (1968).
- [10] А. Дж. У. Камерон, *Ядерная астрофизика*. Под ред. Ч. Барнеса, Д. Клейтона, Д. Шрамма (М., Мир, 1986), с. 33-52.
- [11] P. Horn et al., *Zeitschrift fur Naturforschung* **22a**, 1793 (1967).
- [12] В. С. Мурзин, *Введение в физику космических лучей* (М., Изд. МГУ, 1988).
- [13] E. K. Shirk and P. B. Price, *Astrophys. J.* **220**, 719 (1978).

- [14] J. Donnelly, A. Thompson, D. O'Sullivan, et al., *Proceedings of 27-th ICRC* (Hamburg, Germany, 2001), p. 1715.
- [15] V. P. Pereygin, Yu. V. Bondar, R. Brandt, et al., *Ядерная физика* **66**, 1612 (2003).

Поступила в редакцию 22 апреля 2013 г.