

P11-2004-149

И. В. Амирханов, А. С. Галоян, Е. В. Земляная,
А. Полянский, Т. П. Пузынина, В. В. Ужинский

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ В РАМКАХ МОДЕЛИ
КВАНТОВОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Амирханов И. В. и др.

P11-2004-149

Численный анализ взаимодействий частиц с ядрами в рамках модели квантовой молекулярной динамики

Рассмотрены комбинации модели QMD с различными моделями девозбуждения остаточных ядер. Уточнены параметры модели QMD, и выполнены расчеты спектров нейтронов в адрон-ядерных взаимодействиях. Сопоставление полученных численных результатов с аналогичными расчетами по каскадно-испарительной модели и с экспериментальными данными показало, что расчеты по двум моделям согласуются между собой и с экспериментальными данными при энергиях налетающих частиц меньше 200–300 МэВ в быстрой части спектров нейтронов. Рассчитаны сечения выходов изотопов во взаимодействиях нейтронов с радиоактивными изотопами йода, америция, плутония и др.

Работа выполнена в Лаборатории информационных технологий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Amirkhanov I. V. et al.

P11-2004-149

Numerical Analysis of Particle Interactions with Nuclei in the Framework of Quantum Molecular Dynamic Model

Combinations of the QMD model with various models of nuclear residual de-excitation are considered. The QMD model parameters are fitted; neutron spectra in hadron–nucleus interactions are calculated. The numerical results were compared with analogous calculations by the cascade-evaporation model and with experimental data. The comparison shows that the numerical results are in agreement between each other and with the experimental data for the energies of projectile particles lower than 200–300 MeV for fast neutrons. Cross-sections of isotope yields in the neutron interactions with radioactive iodine, americium, plutonium and others isotopes have been calculated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Information Technologies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

ВВЕДЕНИЕ

Общепризнанной теоретической основой моделирования ядерных реакций при промежуточных ($200 < T < 2000$ МэВ) энергиях является каскадно-испарительная модель (КИМ) [1]. Хорошо известны ее достоинства и недостатки: использование экспериментально измеренных характеристик адрон-адронных взаимодействий, сравнительно простой расчетный аппарат модели, эксклюзивное описание реакций, пренебрежение потенциальными и коллективными взаимодействиями, отсутствие учета мультифрагментации ядер, необходимость моделирования предравновесных процессов и т. д. Поэтому предпринимались и предпринимаются усилия, с одной стороны, уменьшить нижний порог области применимости модели, с другой — учесть мультифрагментацию ядер. Первое направление реализуется в рамках различных моделей квантовой молекулярной динамики [2–4], которые учитывают потенциальные взаимодействия и позволяют имитировать предравновесные процессы. Наиболее ярким представителем второго направления является статистическая модель мультифрагментации ядер [5], которая позволяет описать образование легких и тяжелых изотопов в ядерных реакциях. Аналогичные возможности дают современные испарительные модели, в частности модель GEM [6].

В настоящей работе представлены результаты численного анализа характеристик ядерных реакций в рамках квантового молекулярно-динамического подхода (quantum molecular dynamics — QMD). Цель исследования состояла в тестировании и апробации программных продуктов, реализующих различные теоретические модели, в выявлении их достоинств и недостатков, определении порога применимости и, в конечном итоге, в выборе адекватных подходов для моделирования характеристик электроядерных установок.

В качестве базовой QMD-модели была выбрана программная реализация [7] (пакет CHIMERA). Исходная программа CHIMERA была существенно модернизирована. За счет модификации вычислительной схемы и оптимизации фортранного кода работа программы ускорена приблизительно в 3 раза. Разработана также версия программы для запуска на параллельных вычислительных системах с использованием технологии MPI.

Для расчетов по КИМ использовалась версия, описанная в [8]. Рассчитанные характеристики сравнивались с экспериментальными данными, опубликованными в работах [9–12].

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ БЫСТРОЙ СТАДИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Были выполнены многочисленные расчеты выходов протонов и нейтронов в pA -взаимодействиях в рамках КИМ. На основании сравнения с накопленными экспериментальными данными установлено, что КИМ удовлетворительно описывает спектры нейтронов с энергией больше 10 МэВ в диапазоне энергий налетающих протонов 200–2000 МэВ, и они находятся в согласии с расчетами по QMD-модели (см. рис. 1). При этом, однако, данная модель недооценивает выход частиц с энергией меньше 10 МэВ.

Вычислительные эксперименты показали, что в испарительной модели не сохраняются энергия и импульс, а спектр масс фрагментов, образующихся во взаимодействиях с тяжелыми ядрами, имеет двухпиковую структуру, не согласующуюся с экспериментальными данными GSI (Германия). Эти результаты дали дополнительный стимул для изучения и поиска адекватной модели испарения и деления тяжелых ядер.

Отметим, что в используемой КИМ девозбуждение остаточных ядер рассматривается в рамках модели Вайскопфа [13].

Наиболее существенными параметрами модели QMD являются: время эволюции t , после которого применяется статистическая модель девозбуждения ядер-остатков, шаг интегрирования dt и радиус кластеризации R_c .

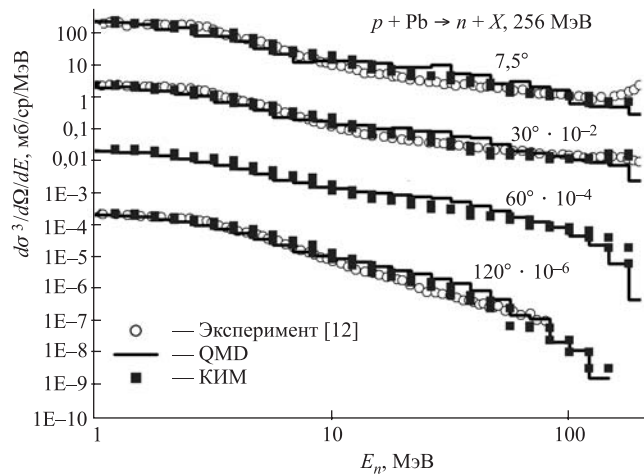


Рис. 1. Дифференциальные сечения выходов нейтронов в сравнении с расчетами по КИМ и по модели QMD

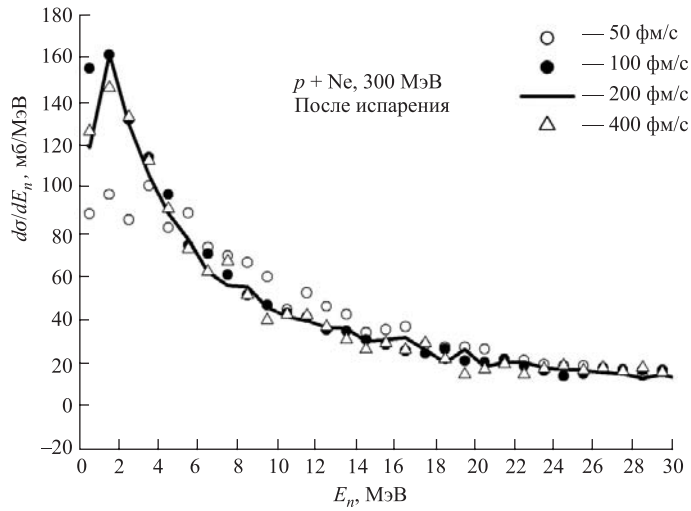


Рис. 2. Зависимость спектра нейтронов от времени эволюции

В работе [12] время t было выбрано равным 100 фм/с на основании сравнения энергетических спектров нейтронов в реакции $\text{Pb}(p, xn)$ при $E_p = 1500 \text{ МэВ}$, рассчитанных при $t = 50, 100$ и 150 фм/с . С другой стороны, в [14] при изучении ядро-ядерных взаимодействий при энергиях порядка 30–40 МэВ/нуклон отмечалось, что время t может зависеть от энергии и массы ядра-снаряда и ядра-мишени.

Расчеты спектров нейтронов при различных углах испускания в реакциях $\text{Fe}(p, xn)$ при $E_p = 113 \text{ МэВ}$ и $\text{Pb}(p, xn)$ при $E_p = 256 \text{ МэВ}$ в работе [12] проводились при $t = 100 \text{ фм/с}$, при этом было достигнуто удовлетворительное описание экспериментальных данных. Поскольку использованная нами программная реализация модели отличается от реализации в [12], возникла необходимость адекватного выбора параметра t . С этой целью проводились расчеты и сравнение с экспериментальными данными энергетических спектров нейтронов в различных реакциях. Пример такого расчета для $\text{Ne}(p, xn)$, $E_p = 300 \text{ МэВ}$ при $t = 50, 100, 200$ и 400 фм/с приведен на рис. 2. Как видно, при $t = 50 \text{ фм/с}$ наблюдается явно недостаточный выход нейтронов с энергиями до 6 МэВ и завышенный выход нейтронов с энергиями 6–20 МэВ. При $t = 200 \text{ фм/с}$ имеет место общее увеличение выхода нейтронов, при этом достигаются разумные значения спектров при малых энергиях. Расчеты для тяжелых ядер малочувствительны к этому параметру модели.

Шаг интегрирования dt практически не обсуждается в упомянутых работах. Тем не менее, результаты расчетов должны зависеть от его вели-

чины, поскольку модель учитывает не только потенциальные взаимодействия, но и стохастические соударения. Расчеты показали, что это действительно имеет место. Численные эксперименты показали, что расчеты для легких ядер сильно зависят от величины шага интегрирования, в то время как расчеты для тяжелых ядер малочувствительны к этому параметру.

По результатам тестовых расчетов выбраны следующие значения основных параметров для тяжелых ядер: $t = 120$ фм/с; $dt = 0,4$ фм/с; $R_c = 3$ фм. Для моделирования девозбуждения остаточных ядер на первом этапе использовалась модель Вайскопфа [13].

Сделанные нами расчеты выхода нейтронов в реакции $p + \text{Fe}$ при энергии 113 МэВ оказались близки к ранее опубликованным данным [14]. Проверено, что в рамках рассматриваемой модели сечение взаимодействий с хотя бы одним нуклон-нуклонным соударением, неблокированным принципом Паули, близко к экспериментально измеряемым сечениям. Это позволяет осуществлять правильную нормировку расчетов.

С использованием выбранных параметров были выполнены расчеты выхода нейтронов в различных нуклон-ядерных взаимодействиях. Показано, что рассмотренная комбинация QMD-модели и испарительной модели девозбуждения ядер позволяет хорошо воспроизводить спектры вторичных протонов и нейтронов до энергий налетающих частиц ~ 200 МэВ. При более высоких энергиях наблюдаются расхождения между расчетами и экспериментом в быстрой части спектра, что обусловлено использованием в QMD-модели изотропного рассеяния нуклонов в системе центра масс NN -соударений. Пример расчета для тяжелого ядра приведен на рис. 1.

Выполнены также расчеты выходов нейтронов в следующих реакциях: $^{27}\text{Al}(p, xn)X$, $E_p = 800$ МэВ; $^{56}\text{Fe}(p, xn)X$, $E_p = 113$ МэВ; $^{56}\text{Fe}(p, xn)X$, $E_p = 597$ МэВ; $^{58}\text{Ni}(p, xp)X$, $E_p = 120$ МэВ; $^{208}\text{Pb}(p, xn)X$, $E_p = 800$ МэВ. Качество описания экспериментальных данных для всех этих реакций примерно такое же, как и на рис. 1.

Предпринимались также усилия по учету испарения и деления ядер-остатков в рамках известной модели ультрарелятивистской квантовой молекулярной динамики — UrQMD [3]. Эта модель позволяет моделировать быструю стадию взаимодействий адронов и ядер с ядрами в диапазоне энергий 1–200 ГэВ/нуклон, и представляется перспективным использовать ее для моделирования процессов, в частности для расчетов характеристик электро-ядерных установок. Положительный опыт объединения модели UrQMD с моделью испарения и деления ядер был описан в работе [15].

В наших вычислительных экспериментах в рамках модели UrQMD использовалась классическая модель испарения горячих ядер Вайскопфа [13]. Проведены пробные расчеты характеристик нейтронов в протон-ядерных взаимодействиях, представленные на рис. 3.

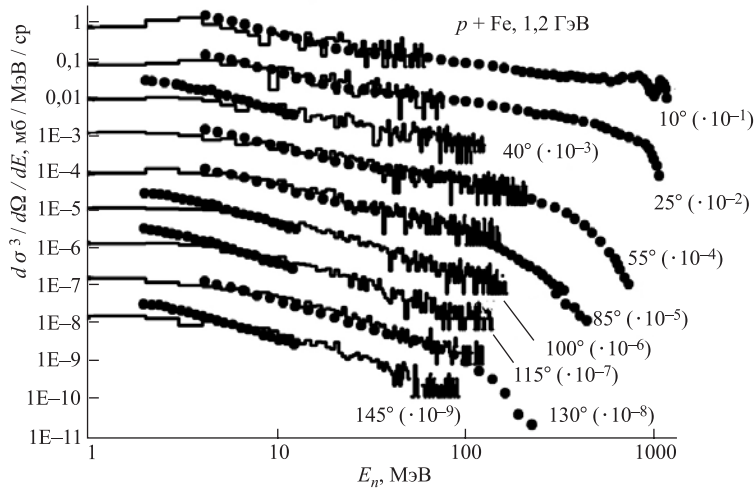


Рис. 3. Дифференциальные сечения выходов нейтронов в сравнении с расчетами по модели UrQMD. Точки — эксперимент, гистограммы — расчет

В целом можно заключить, что расчеты спектров нейтронов и протонов по моделям QMD и КИМ согласуются как между собой, так и с экспериментальными данными. Обе модели хорошо описывают спектр нейтронов с энергией больше 10–20 МэВ. Выход низкоэнергетических нейтронов, как будет показано ниже, сильно зависит от выбора модели испарения или мультифрагментации остаточных ядер.

Отметим при этом, что расчеты по модели QMD требуют затрат времени, значительно превышающих затраты на расчеты по КИМ, поэтому представляется целесообразным использовать для моделирования транспорта высокоэнергетических частиц в веществе именно КИМ, а модель QMD использовать для расчета характеристик реакций низкоэнергетических нейтронов с ядрами.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕДЛЕННОЙ СТАДИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В используемом в наших расчетах варианте КИМ для описания релаксации возбужденных ядер-остатков применяется модель Вайскопфа [13] и упрощенная модель деления тяжелых ядер. Уточнение параметров этих моделей было сделано в работах С. Фурихаты [6]. Представляют несомненный интерес расчеты с уточненной моделью релаксации ядер-остатков. Аналогичные

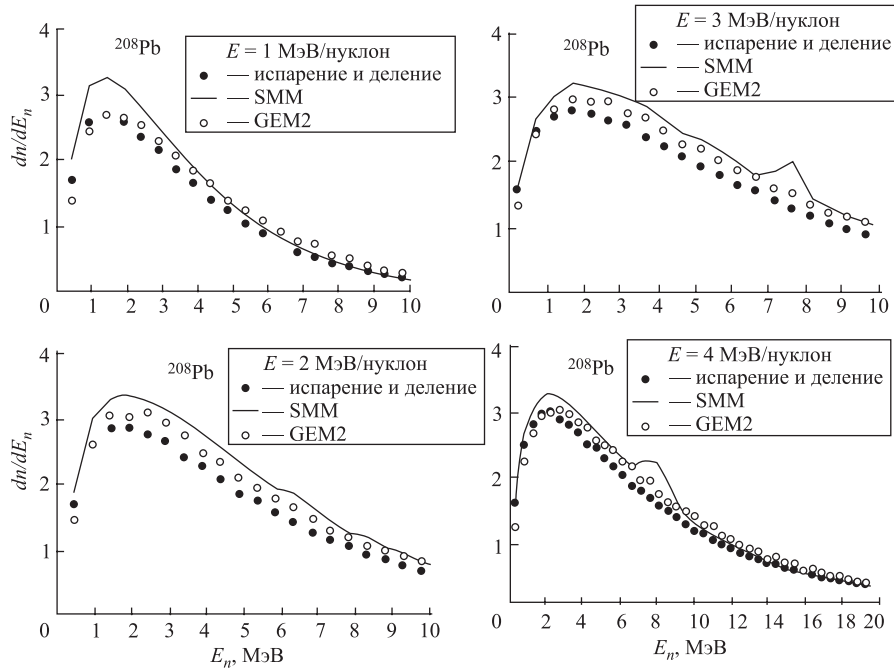


Рис. 4. Спектры нейтронов при различных энергиях возбуждения остаточного ядра

расчеты были проведены в [16]. Авторы использовали комбинацию модели GEM2 с программами SEM2k и LAQGSМ и достигли хорошего описания выходов фрагментов в реакции $\text{Pb} + p$ при энергии 800 МэВ/нуклон.

Альтернативной моделью релаксации ядер-остатков является статистическая модель мультифрагментации ядер (SMM), подробное описание которой приведено в [5]. Эта модель широко используется для интерпретации экспериментальных данных GSI (Германия). SMM предполагает одновременное образование нескольких фрагментов как легких, так и промежуточных масс.

На рис.4 представлены расчетные спектры нейтронов при различных энергиях возбуждения ядра-остатка, выполненные с помощью указанных моделей. В качестве ядра-остатка было выбрано ядро свинца. Точками даны расчеты по модели испарения и деления, которая используется в нашем варианте КИМ. Кружками представлены расчеты по модели GEM2; сплошными линиями — по SMM. Как видно, модель испарения и деления при всех энергиях возбуждения дает заниженный выход нейтронов по сравнению с предсказаниями других моделей. Только при энергии возбуждения 1 МэВ/нуклон

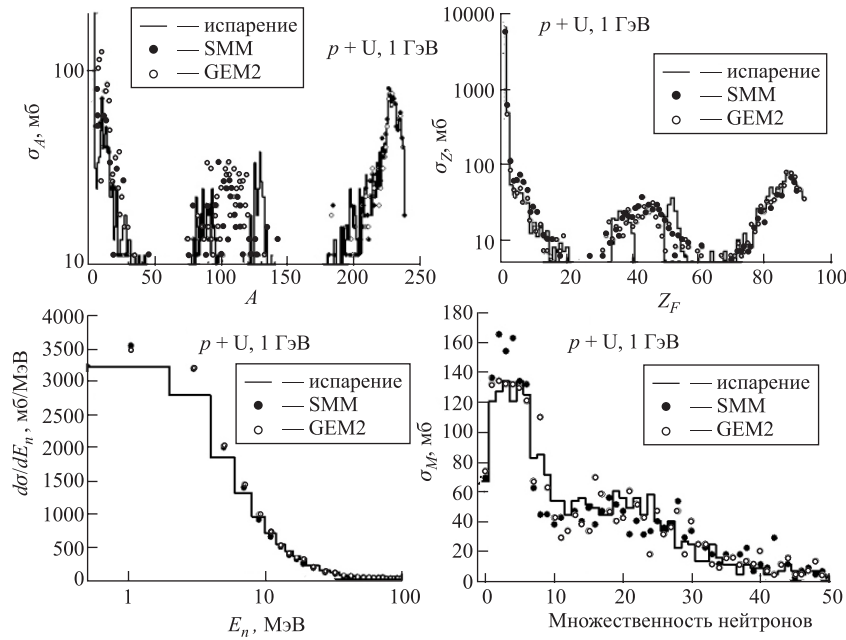


Рис. 5. Характеристики фрагментов и нейтронов в $p + U$ -взаимодействиях

предсказания этой модели близки к результатам модели GEM2. Наибольший выход нейтронов наблюдается в модели SMM. GEM2 дает результаты, промежуточные между SMM и простой моделью испарения и деления. В быстрой области спектра (при энергиях нейтронов больше 20 МэВ) предсказания моделей практически совпадают.

Отметим, что во всех моделях не учитывался закон сохранения энергии-импульса в ходе последовательного испускания/испарения частиц, что при больших энергиях возбуждения приводило к существенному дисбалансу энергии и импульса. В представленных нами расчетах мы учли сохранение импульса в простейшем подходе. Это сказалось прежде всего в мягкой области спектров нейтронов. Для прояснения ситуации необходимы дополнительные расчеты и сравнение с экспериментальными данными. На этом этапе можно лишь констатировать, что в существующих подходах имеется проблема описания мягкой части спектров нейтронов.

Если предположить, что в исследуемых адрон-ядерных взаимодействиях в основном образуются ядра с энергией возбуждения порядка 1 МэВ/нуклон, то становится понятным систематическое расхождение расчетов по использу-

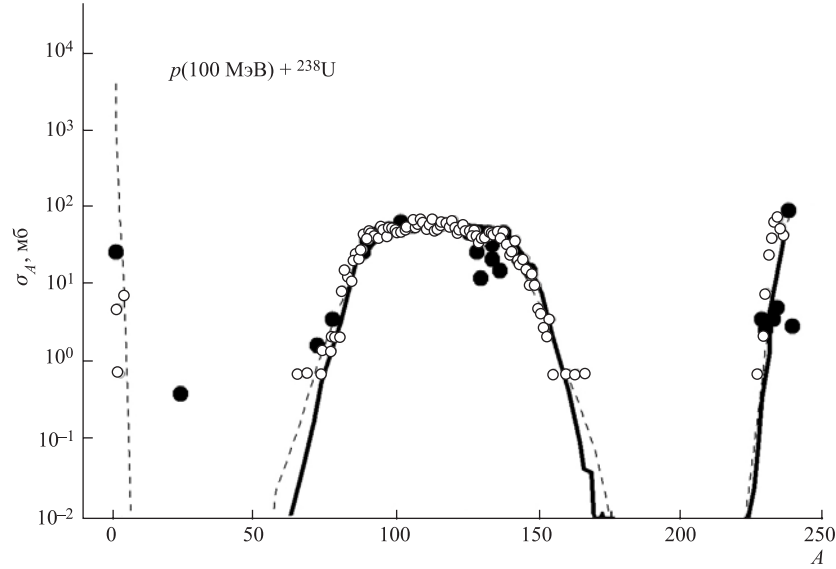


Рис. 6. Массовое распределение фрагментов в $p + U$ -взаимодействиях при 100 МэВ: темные точки — данные [17], светлые точки — наши расчеты (QMD + GEM), сплошные и пунктирные линии — расчеты [16] с учетом и без учета предравновесного распада соответственно в рамках модели SEM2K + GEM2

емой КИМ с экспериментальными данными в низкоэнергетической области спектров нейтронов. Для реалистических расчетов характеристик электроядерных установок необходимо использовать современные модели испарения/деления или мультифрагментации ядер.

Другая проблема, связанная с используемой моделью испарения и деления, — плохое описание состава и выхода ядер-фрагментов. На рис. 5 представлены различные характеристики $p + U$ -взаимодействий при энергии 1 ГэВ. При выполнении этих расчетов для моделирования быстрой стадии реакции использовалась модель UrQMD [3]. Медленная стадия реакции моделировалась с использованием вышеупомянутых подходов. Как видно, простая модель испарения и деления предсказывает бимодальную структуру распределения продуктов деления по массам в отличие от предсказаний других моделей и экспериментальных данных GSI. Предсказания моделей SMM и GEM2 близки друг к другу.

Испарительная модель предсказывает бимодальную структуру и для распределения фрагментов по заряду. Распределения по множественности ней-

тронов близки в модели испарения и деления и GEM2. SMM предсказывает малую множественность нейтронов. В энергетическом спектре нейтронов предсказания SMM и GEM2 близки друг к другу. Модель испарения и деления недооценивает выход мягких нейтронов.

Таким образом, по целому ряду показателей предсказания используемой модели испарения и деления существенно отличаются от предсказаний современных моделей. Поэтому в дальнейших расчетах мы применяли GEM2.

На рис. 6 представлены расчеты по модели QMD + GEM2 в сравнении с экспериментальными данными [17]. Как видно, наши расчеты удовлетворительно согласуются как с экспериментальными данными, так и с расчетами других авторов.

3. РАСЧЕТЫ ВЫХОДОВ ИЗОТОПОВ И СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

Ниже представлены результаты, демонстрирующие возможности QMD + GEM2 в расчетах сечений выходов изотопов и сечений реакций. Использовались традиционные для модели квантовой молекулярной динамики методы определения характеристик ядер-остатков и их энергий возбуждения. На рис. 7, 8 представлены распределения фрагментов йода и плутония по массам и зарядам. Как видно из рисунков, выход продуктов деления слабо зависит от энергии взаимодействия в рассматриваемом диапазоне энергий.

Выход легких фрагментов и тяжелых ядер-остатков существенно зависит от энергии нейтронов, как это видно на рис. 9 для реакции $n + {}^{234}\text{U}$. При

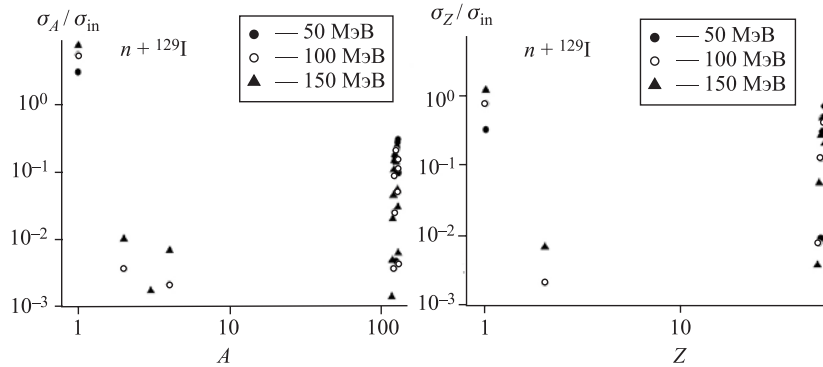


Рис. 7. Распределение продуктов реакции $n + {}^{129}\text{I}$ по массам и зарядам

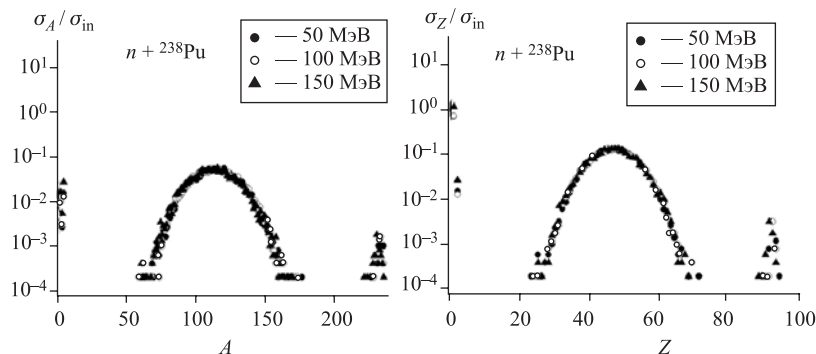


Рис. 8. Распределение продуктов реакции $n + {}^{238}\text{Pu}$ по массам и зарядам

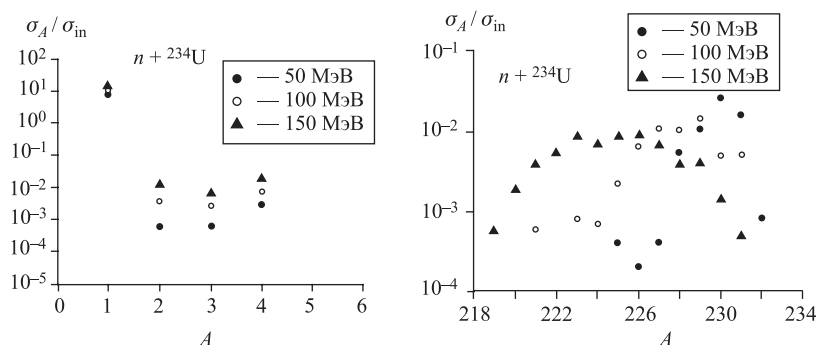


Рис. 9. Распределение легких и тяжелых продуктов реакции $n + {}^{234}\text{U}$

увеличении энергии, как и ожидалось, происходит увеличение разрушения ядра-мишени и увеличение выхода испарительных продуктов.

В рамках модели квантовой молекулярной динамики, дополненной моделью испарения и деления тяжелых ядер GEM2, сделаны расчеты выходов изотопов в реакциях $n + {}^{127}_{53}\text{I} \rightarrow A_F + X$, $n + {}^{129}_{53}\text{I} \rightarrow A_F + X$. Расчеты осуществлялись при энергиях нейтронов от 20 до 300 МэВ с шагом 5 МэВ. Для каждого значения энергий моделировалось по 1000 «историй». На рис. 10 представлены результаты по выходу изотопов йода.

Таким же способом (QMD + GEM2) выполнены расчеты сечений реакций $n + A \rightarrow xn + A'$, $n + A \rightarrow p + xn + A'$ и $n + A \rightarrow 2p + xn + A'$ для изотопов йода, золота, висмута, свинца, урана, нептуния, плутония, амерция.

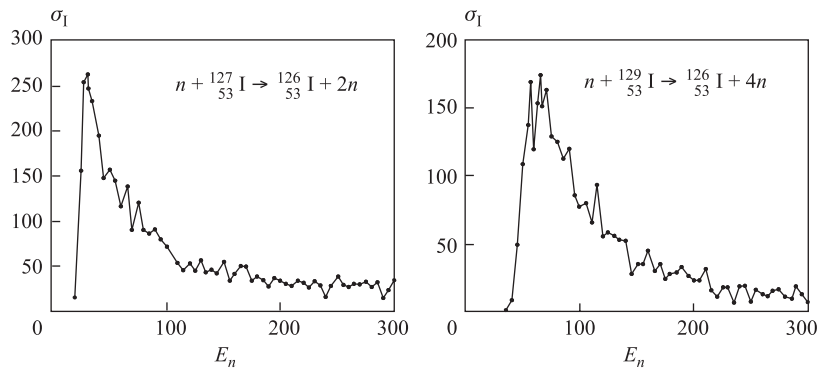


Рис. 10. Сечения выходов изотопов в реакциях $n + {}^{127}\text{I}$ и $n + {}^{129}\text{I}$

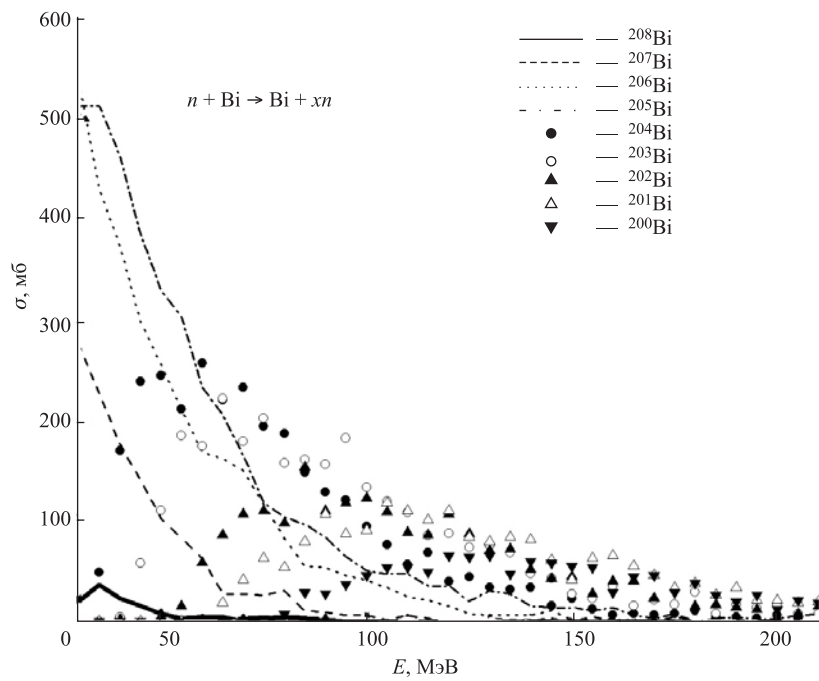


Рис. 11. Сечения образования изотопов висмута в реакциях $n + \text{Bi} \rightarrow xn + \text{Bi}'$

Результаты расчетов сечений реакций $n + A \rightarrow xn + A'$ для изотопов висмута и золота представлены на рис. 11, 12.

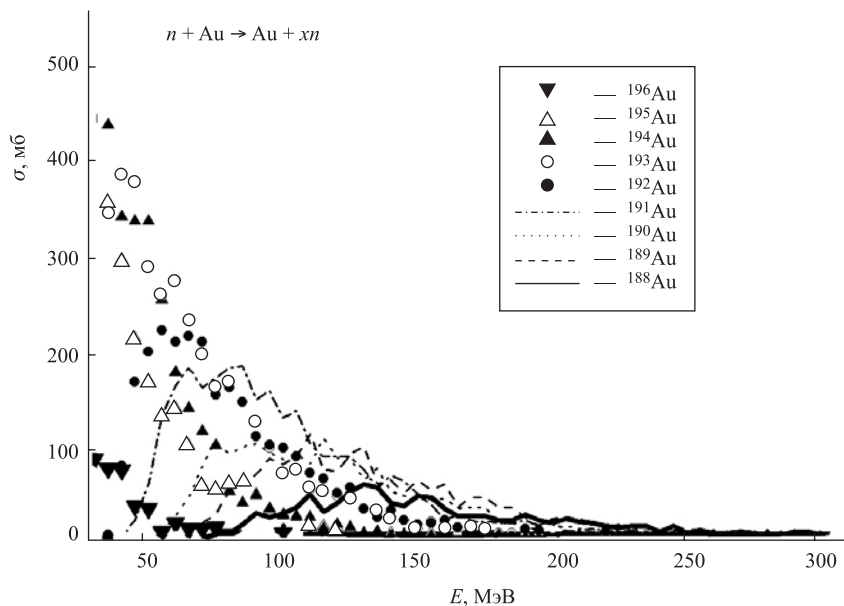


Рис. 12. Сечения образования изотопов золота в реакциях $n + Au \rightarrow xn + Au'$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Программа GEM2 позволяет моделировать релаксацию возбужденных ядер-остатков на современном уровне. Как было показано нами выше, предсказания модели GEM2 согласуются с предсказаниями SMM и сильно отличаются (по выходам продуктов деления) от предсказаний используемой каскадной модели. Для дальнейших расчетов характеристик электроядерных установок желательно использовать модели GEM2 и SMM.

2. Уточнены параметры модели QMD, и проведены расчеты спектров нейтронов в адрон-ядерных взаимодействиях. Сопоставление расчетов с соответствующими расчетами по используемой каскадной модели и с экспериментальными данными показало, что расчеты по двум моделям согласуются между собой и с экспериментальными данными при энергиях налетающих частиц меньше 200–300 МэВ в быстрой части спектров нейтронов.

3. Программная реализация модели QMD дополнена моделью испарения и деления или мультифрагментации остаточных ядер. Показано, что QMD + GEM2 удовлетворительно описывает экспериментальные данные по продуктам деления тяжелых ядер.

4. С помощью программы QMD + GEM2 рассчитаны спектры нейтронов в адрон-ядерных взаимодействиях при различных энергиях, необходимые для реалистических оценок параметров будущих электроядерных установок.

5. С помощью наиболее реалистической комбинации (QMD + GEM2) рассчитаны сечения выходов изотопов во взаимодействиях нейтронов с трансмутируемыми изотопами йода, америция, плутония и т. д.

Комбинацию модели квантовой молекулярной динамики с какой-либо современной моделью испарения и деления или мультифрагментации остаточных ядер можно рекомендовать для дальнейшего использования.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта МНТЦ 1372 и гранта РФФИ 03-01-00657, 03-02-17079.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Барашенков В. С., Тонеев В. Д.* Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972;
Bertini N. W. et al. // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 522;
Bertini N. W. et al. // Phys. Rev. C. 1976. V. 14. P. 590;
Bondorf J. P. et al. // Phys. Lett. 1976. B. V. 65. P. 217;
Bondorf J. P. et al. // Zeit. Phys. A. 1976. V. 279. P. 385;
Toneev V. D., Gudima K. K. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 400. P. 173.
2. *Aichelin J.* // Phys. Rep. 1991. V. 202. P. 233;
Hartmack Ch. et al. // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 1. P. 151;
Boal D. H., Glosli J. N. // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. P. 1870;
Boal D. H., Glosli J. N. // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. P. 2621;
Boal D. H., Glosli J. N., Wicentowich C. // Phys. Rev. C. 1989. V. 40. P. 601;
Boal D. H., Wong J. C. K. // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 118.
3. *Bass S. A. et al.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1998. V. 41. P. 225;
Bleicher M. et al. // J. Phys. G. 1999. V. 25. P. 1859.
4. *Polanski A., Uzhinsky V. V.* Monte Carlo Simulation of Hadron-nucleus Interactions Within the QMD // Proc. of 6th World Multiconference on Systemics, Cybernetics and Informatics, Orlando, USA, July 14–18, 2002. P. 79–89;
Polanski A. et al. Development of Quantum Molecular Dynamic (QMD) Model to Describe Fission and Fragment Production // Proc. of the Conference ICRS-10 – RPS 2004, Madeira Island, Portugal, May 9–14, 2004.
5. *Bondorf J. P. et al.* // Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 134.

6. *Furihata S.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 171. P. 252; nucl-th/0003036.
7. *Lukasik J., Majka Z., Kozik T.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 318. P. 419;
Lukasik J. CHIMERA — Microscopic Description of Heavy Ion Collisions at Intermediate Energies. A dissertation of the Jagellonian University, Cracow, Poland. 1993.
8. *Барашенков В. С., Жереги Ф. Ж., Мусульманбеков Ж. Ж.* Препринт ОИЯИ Р2-83-117. Дубна, 1983;
Барашенков В. С., Соснин А. Н., Шмаков С. Ю. // ЭЧАЯ. 1993. Т. 24. С. 246.
9. *Stamer S. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 47, No. 3. P. 1647.
10. *Satoshi Chiba et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 53, No. 4. P. 1824.
11. *Leray S. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044621; nucl-ex/0112003.
12. *Niita K. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 2620.
13. *Weisskopf V.* // Phys. Rev. 1937. V. 52. P. 295.
14. *Maruyama T. et al.* // Prog. Theor. Phys. 1992. V. 87. P. 367.
15. *Abdel-Waged Kh.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 064610.
16. *Mashnik S., Gudima K., Sierk A.* nucl-th/0304012. 2003.
17. *Titarenko Yu. E. et al.* LA-UR-01-5346. nucl-ex/0208017. 2002.

Получено 22 сентября 2004 г.

Редактор *О. Г. Андреева*

Подписано в печать 17.11.2004.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 1,04. Тираж 310 экз. Заказ № 54668.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/