

P16-2015-45

Л. Г. Бескровная¹, М. М. Комочков, Н. А. Маурах

**ДВОЙНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ
РОЖДЕНИЯ НЕЙТРОНОВ
В УГЛЕРОД-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 135–400 МэВ/НУКЛОН,
ПОЛУЧЕННЫЕ НА ОСНОВЕ
ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОГО МЕТОДА **NNEP****

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

¹ E-mail: besk@jinr.ru

Бескровная Л. Г., Комочков М. М., Маурах Н. А.

P16-2015-45

Двойные дифференциальные сечения рождения нейтронов в углерод-ядерных взаимодействиях при энергиях 135–400 МэВ/нуклон, полученные на основе полуэмпирического метода NNEP

В работе проведены расчеты двойных дифференциальных сечений рождения нейтронов в ^{12}C -А-взаимодействиях на основе полуэмпирического метода NNEP и их сравнение с экспериментальными данными. Сравнение проводилось с целью проверки полуэмпирического метода на экспериментальных данных и определения возможности использования этого метода для прогноза радиационной обстановки на углерод-ионных медицинских ускорителях в диапазоне энергий ионов углерода 135–400 МэВ/нуклон. Наблюдается хорошее согласие между расчетными и экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории радиационной биологии ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2015

Beskrovnaia L. G., Komochkov M. M., Maurach N. A.

P16-2015-45

Double Differential Cross Section for Neutron Production in Carbon-Nucleus Interactions at Energies of 135–400 MeV/nucleon, Obtained Using the Phenomenological NNEP Method

In this work we calculated the double differential cross sections for neutron production in ^{12}C -A interactions on the basis of the phenomenological NNEP method and made their comparison with experimental data. Comparison was performed to verify the semi-empirical method for the experimental data and to determine the possibility of using the semi-empirical method for the prediction of radiation situation in the carbon-ion medical accelerator in the energy range of carbon ions 135–400 MeV/nucleon. There is a good agreement between the calculated and experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Radiation Biology, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2015

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа направлена на решение задач физики защиты, в частности, на оперативную оценку радиационной обстановки на ускорителях тяжелых ионов, в том числе на углерод-ионных медицинских ускорителях.

В последнее время наблюдается выросший интерес к ускорителям тяжелых ионов (элементов тяжелее гелия) и к исследованиям, проводимым с помощью ускоренных ионов на таких установках.

В нескольких мировых физических центрах, в том числе в Дубне, построены или строятся новые ускорительные комплексы ионов, такие широко известные, как: GSI и GSI/FAIR (Дармштадт, Германия), Saturn-II (LNS, Сакле, Франция) и GANIL (Франция), ЛНС (ЦЕРН), HIMAC (Чиба, Япония), RRC (RIKEN, Япония), PIMMS (ЦЕРН), коллайдер RHIC (США), ИТЭФ-ТВН (Россия), нуклотрон (ОИЯИ, ЛФВЭ), коллайдер NICA (ОИЯИ, ЛФВЭ), У-400 (DRIBs-III), У-400М, ДЦ-280 (ОИЯИ, ЛЯР) и т. д.

Исследования с помощью тяжелых ионов проводятся во многих областях, связанных как с фундаментальными проблемами современной ядерной физики, так и с решением прикладных задач, таких как производство ядерных фильтров, конструирование защиты космических кораблей, проведение лучевой терапии тяжелыми ионами и т. д. В частности, в ОИЯИ рассматриваются проекты создания комплекса для углеродной лучевой терапии с использованием ионов углерода с энергией до 550 МэВ/нуклон. В перспективе для создания установки углеродной терапии может быть использован один из пучков вывода из бустера комплекса NICA [1].

В настоящее время радиационная терапия активно развивается. Для лечения многих типов онкологических заболеваний используют не традиционную лучевую терапию — рентгеновское или гамма-излучение, а пучки частиц — протонов или тяжелых ионов. Пучки ионов применяют для терапии глубоко расположенных резистентных опухолей. Для этого используют свойство ионов создавать максимальное энерговыделение на определенной глубине (пик Брэгга) в самом конце пробега, непосредственно перед остановкой в веществе, что представляет значительное преимущество перед другими, применяемыми в медицине, видами излучения. Изменяя энергию ионов углерода, можно варьировать глубину их проникновения и место локализации в ткани.

В некоторых странах используют для медицинских целей ускорители, которые были построены в основном для фундаментальных исследований. В качестве примера можно привести ускорители протонов в ЛЯП ОИЯИ (Дубна), ПИЯФ (Гатчина, Россия), SIN, PSI (Швейцария), Орсе (Франция), Ливерпуле (Великобритания), Эссене (Германия), Гарварде (США) и т. д. [2]. Однако такие ускорители слабо приспособлены для регулярных сеансов облучения. Вследствие этого, учитывая высокую степень эффективности лечения с помощью адронной терапии, многие фирмы разрабатывают новые, компактные, узкоспециализированные и значительно более дешевые ускорители для лечения онкологических заболеваний [2].

По данным РТСОГ (Particle Therapy Co-Operative Group) — группы ученых, специализирующихся в области адронной терапии, сегодня в мире используется для лечения онкологических заболеваний 48 протонных ускорителей и 8 углерод-ионных ускорителей [3].

Первый в мире центр, специализирующийся на ионной терапии, реализован в Японии в г. Чибэ (Chiba, HIMAC, 1994 г.) в Национальном радиологическом институте. Основным его терапевтическим пучком, используемым для лечения, является пучок ионов ^{12}C . В этом центре, начиная с 1994 г., получило лечение пучками ионов более 5000 больных [4]. Общее число устройств медицинской техники, использующих достижение ядерной физики, в настоящее время составляет около 103 000, без учета рентгеновских установок [5].

Необходимым условием функционирования и реализации проектов ускорителей тяжелых ионов является прогнозирование радиационной обстановки и создание радиационной защиты, обеспечивающей безопасность персонала и населения, что является сложной научно-технической проблемой. Ускоренные ионы, взаимодействуя с различными мишенями, образуют источники ионизирующего излучения, которые формируют радиационные поля на ускорителях тяжелых ионов. Основным дозообразующим компонентом этого излучения, определяющим радиационную обстановку на работающих ускорителях ионов, являются нейтроны широкого энергетического спектра [6]. Наиболее полные характеристики такого источника ионизирующего излучения описываются двойными дифференциальными по углу и энергии сечениями рождения нейтронов $d^2\sigma/dE d\Omega$ (DDXn).

Для прогнозирования радиационной обстановки на ускорителях тяжелых ионов, в частности на создаваемых в ОИЯИ ускорителях тяжелых ионов, таких как У-400М и нуклотрон, на основе ограниченного количества экспериментальных данных по DDXn в Отделе радиационной безопасности и радиационных исследований ОИЯИ в 1980-х гг. был разработан полуэмпирический метод NNEP (Nucleus–Nucleus Equivalent Protons) [7–13]. Данный феноменологический метод предназначался для расчета DDXn в ядро-ядерных взаимодействиях, а также для оперативного прогнозирования радиационной обстановки на ионных ускорителях при энергии ≤ 4 ГэВ/нуклон. Зная распре-

деления DDX_n , можно определять дифференциальные и интегральные характеристики источника и оценивать радиационную обстановку на ускорителях.

Появившееся в последнее время значительное число новых экспериментальных данных по DDX_n , особенно в области энергий ионов 100–400 МэВ/нуклон, характерных для углерод-ионных медицинских ускорителей, побудило к проверке полуэмпирического метода на большем количестве экспериментальных данных.

Целью данной работы является как проверка алгоритма полуэмпирического метода NNEP на новых экспериментальных данных в диапазоне энергий ионов углерода 135–400 МэВ/нуклон, так и оценка возможности использования этого метода для прогнозирования радиационной обстановки на углерод-ионных и подобных им ускорителях.

1. ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ МЕТОД

Создание в 1980-х гг. ускорителей тяжелых ионов в ОИЯИ, таких как У-400М и нуклотрон, рассчитанных на ускорение частиц до энергии 120 МэВ/нуклон [14] и 6 ГэВ/нуклон [15] соответственно, поставило перед специалистами по физике защиты непростую задачу. На тот период имелись малочисленные экспериментальные данные для описания источников вторичного излучения, образующихся при взаимодействии ионов промежуточных энергий с мишенями и определяющих радиационную обстановку на ускорителях. Использование же имеющихся в специальной литературе полуэмпирических моделей расчета [10] радиационной обстановки приводило к определенным трудностям. Компьютерные модели А–А-взаимодействия были недостаточно надежны. Поэтому возникла необходимость в создании метода расчета, который бы позволил оперативно спрогнозировать радиационную обстановку на ускорителях ионов ОИЯИ. Такой феноменологический метод NNEP, как уже отмечалось выше, был создан в ОИЯИ [7–13] для оперативного прогнозирования радиационной обстановки на ускорителях ионов для относительно простых и типичных для ускорителей геометрий источник–защита. В этом феноменологическом методе NNEP применяются аппроксимационные формулы для расчета DDX_n в ядро-ядерных взаимодействиях (в лабораторной системе координат), полученные на основе анализа малочисленных экспериментальных данных по образованию нейтронов в ядро-ядерных взаимодействиях [16–26], имеющихся на тот период. Помимо данных о DDX_n в ядро-ядерных взаимодействиях, использовалась информация о DDX_n в протон-ядерных взаимодействиях [27]. Это была вынужденная мера в условиях дефицита информации о DDX_n в ядро-ядерных взаимодействиях.

В аппроксимационных формулах NNEP кинетическая энергия ядер-снарядов и энергия нейтронов являются непрерывными аргументами. Метод по-

зволяет вычислять DDXn в диапазоне углов 0–180° и энергий ядер-снарядов E_c (МэВ/нуклон) от кулоновского барьера до 4 ГэВ/нуклон с массовыми числами ядер-снарядов и ядер-мишеней от гелия до урана. Энергия нейтронов вычисляется от тепловой энергии до $\approx 2-3 E_c$. Метод отличается простотой использования аппроксимационных формул, что дает возможность оперативно проводить оценку радиационной обстановки на ускорителях тяжелых ионов. Рассчитанные с использованием полуэмпирического метода DDXn удовлетворительно согласовывались с имеющимися на то время экспериментальными данными [7–13].

При разработке рассматриваемого феноменологического метода его авторы исходили из условия доступности и не сложности алгоритма для инженеров, работающих в области радиационной физики, возможности получать значения DDXn в широком диапазоне энергий и атомных масс ядер-снарядов и ядер-мишеней и рассчитывать защиты для простых геометрий.

В основу полуэмпирического метода NNEP с использованием аппроксимационных формул положены следующие закономерности формирования DDXn, выявленные при анализе экспериментальных данных [13].

1. Подобие распределений DDXn для различных сталкивающихся ядер.
2. Зависимость сечений рождения нейтронов от атомной массы ядра-снаряда и ядра-мишени.
3. Наличие в спектрах нейтронов острого пика, описываемого гауссианом, при малых углах наблюдения $\leq 10^\circ$ в области энергий нейтронов, близких к E_c , которые в основном формируют нейтроны ядра-снаряда и образуются благодаря механизму «выплескивания» нуклонов из тормозящего ядра-снаряда при взаимодействии его с ядром-мишенью на первых стадиях взаимодействия. Распределение нейтронов в пиках определяется внутриядерным распределением нуклонов в ядре-снаряде и его переносной скоростью.
4. Наличие очень высокоэнергетичных нейтронов, энергия которых примерно в 2–3 раза превышает энергию иона на один нуклон. Вид этой части спектра нейтронов при углах, близких к 0–10°, носит экспоненциальный характер при энергиях нейтронов, превышающих энергию снаряда на нуклон приблизительно в полтора раза. Как предполагают авторы работы [28], образование таких нейтронов, по-видимому, обусловлено явлением кластеризации в ядре-снаряде.
5. Дисперсия распределений в пиках зависит от энергии ядра-снаряда и слабо зависит от массовых чисел сталкивающихся ядер.
6. Нейтроны, образующиеся в одиночных столкновениях нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени, также формируют пик в области энергий, близких к энергии иона на один нуклон.
7. Монотонное увеличение наклона спектра нейтронов с увеличением угла вылета, характерного для внутриядерного каскада.

8. Наличие в спектрах нейтронов каскадной компоненты, подобной каскадной компоненте протон-ядерного взаимодействия, в области энергий от 10 МэВ до E_c .

При создании метода использовалась трехстадийная модель А–А-взаимодействия: первая (очень быстрая) стадия — столкновение ядер, образование конгломерата частиц и «выплескивания» нейтронов из ядра-снаряда в раствор угла $< 10^\circ$ за счет прямых ядерных реакций. Механизм «выплескивания» нейтронов из тормозящего ядра сопровождается большими скоростями нейтронов, обусловленными сложением скорости фермиевского движения внутри ядра-снаряда и скорости движения его центра масс. Вторая стадия — неравновесная стадия реакции, в которой происходят каскадные процессы и фрагментация ядер с образованием каскадных нейтронов и очень высокоэнергетичных нейтронов. Третья стадия — стадия девозбуждения с испарением нейтронов из возбужденных остатков ядра-снаряда и ядра-мишени.

С помощью полуэмпирического метода NNEP была проведена оценка радиационной обстановки на стадии проектирования ускорителей У-400М и нуклотрона.

2. АППРОКСИМАЦИОННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ДВОЙНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ НЕЙТРОНОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ

Полуэмпирический метод NNEP развивался в течение нескольких лет, окончательный вариант дан в работе [13], в которой DDX_n ($d^2\sigma/dE d\Omega$) с энергией больше 10 МэВ представляются в виде трех компонентов:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \right)_i.$$

Первый компонент (обозначаем его индексом «1») описывает спектр нейтронов в его высокоэнергетичной части (под пиком и далее):

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \right)_1 = \frac{\sigma_y \nu_n \exp(-(\theta^2/2\theta_1^2))}{2\pi\theta_1^2 [\tau_1\sqrt{2\pi} + 0,5\varepsilon_1]} \times \left\{ \exp\left[-\frac{(E - E_c)^2}{2\tau_1^2}\right] + b \exp\left(-\frac{|E - E_c|}{\varepsilon_1}\right) \right\}. \quad (1)$$

Здесь ν_n — среднее число высокоэнергетичных нейтронов, которое описывается для ядер-снарядов с массовым числом $A_c < 50$ формулой

$$\nu_n = 0,05[1 + 0,3(A_c - 2Z_c)](1,25 + 0,063Z_c),$$

где Z_c — атомный номер ядра-снаряда. Величина $\sigma_{\text{я}}$ — сечение неупругого ядро-ядерного взаимодействия. При расчетах в данной работе использовалось аналитическое выражение для сечения неупругого ядро-ядерного взаимодействия из работы [11]. θ — угол вылета нейтронов.

Параметр углового распределения

$$\theta_1 \cong \frac{P}{\sqrt{2}P_c} = \frac{P}{\sqrt{2}\sqrt{E_c^2 + 2E_c m_0 c^2}},$$

где $P = 54$ МэВ/с — величина поперечного импульса высокоэнергетичного нейтрона, при котором $\theta^2/2\theta_1^2 = 1$; P_c — импульс нейтрона в ядре-снаряде; $m_0 c^2$ — энергия покоя нейтрона; E_c , E — энергия иона (ядра-снаряда) и энергия нейтронов (МэВ/нуклон).

Зависимость дисперсии энергетического распределения τ_1^2 от энергии E_c имеет вид

$$\tau_1^2 = (28 + 0,064E_c)^2 \text{ МэВ};$$

ε_1 — параметр экспоненциальной части энергетического распределения:

$$\varepsilon_1 = \left\{ 76 + 172 \left[1 - \exp\left(-\frac{A_c}{11}\right) \right] + 0,706A_c \right\} (0,1 + 1,1 \cdot 10^{-3} E_c) \text{ МэВ};$$

b — параметр, который выражается формулой

$$b = 0,38 \frac{A_c^{-0,42} A_m^{-0,115}}{1 - 0,9 \exp(-0,001E_c)}.$$

Параметры, входящие в функционалы τ_1 , θ_1 , ε_1 , определялись на основе данных экспериментов о спектрах протонов, образованных под малыми углами ядрами-снарядами ($A_c = 4; 12$) с энергией 0,4; 1,05 и 2,1 ГэВ/нуклон [24].

Первый компонент (1) имеет существенное значение для описания DDXп под малыми углами $< 10^\circ$ в районе пика (первый член уравнения (1)), а также в очень высокоэнергетичной части, за пиком распределения, которое представлено в экспоненциальном виде (второй член уравнения (1)).

Второй компонент (обозначен индексом «2») описывает нейтроны, возникающие в одиночных столкновениях нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \right)_2 = C \frac{N\sigma_{\text{я}}}{\tau_2 \sqrt{2\pi}} \left\{ \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_3}\right) \exp\left[-\frac{(E - E_0)^2}{2\tau_2^2}\right] + 0,52 \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_4}\right) \exp\left(-\frac{|E - E_0|}{\varepsilon_2}\right) \right\}, \quad (2)$$

$C = 1 \text{ ср}^{-1}$; $\tau_2 = \tau_1[0,28 + 1,14 \exp(-(\theta/1,05))]$; $\varepsilon_2 = [61 + 0,108E_c - 65 \exp(-E_c/140)][0,28 + 1,14 \exp(-(\theta/1,05))]$ МэВ; $\theta_3 = 0,113$ рад; $\theta_4 = 0,36$ рад; $E_0 = E_c \exp(-(\theta^2/\theta_0^2))$ МэВ; $\theta_0 = 0,58 + 35/E_c A_c$ рад; $N = A_c^{0,25} + (A_c - 1)^{0,6} 0,078 [\ln A_m - 1,85]$ — число эквивалентных протонов [8], A_m — массовое число ядра-мишени.

Третий, каскадный компонент (обозначен индексом «3») представляется как произведение σ_y на число эквивалентных протонов N и на двойное дифференциальное распределение каскадных нейтронов в протон-ядерном соударении:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \right)_3 = \sigma_y N \left(\frac{d^2 n_{p-y}}{dE d\Omega} \right)_{p-y}. \quad (3)$$

Индекс « p - y » означает протон-ядерное взаимодействие.

Этот компонент описывает распределение нейтронов с энергией от 10 МэВ и до энергии, равной энергии снаряда на нуклон. Для вычисления DDХп в протон-ядерном взаимодействии $(d^2 n_{p-y}/dE d\Omega)_{p-y}$ в представляемой работе использовалась программа D2N2 [29].

В данной работе не использовался четвертый компонент (испарительные нейтроны) аппроксимационных формул метода NNEP [13], так как в экспериментальных данных, с которыми проводится сравнение, энергетический порог для нейтронов в основном больше 10 МэВ.

Обычно ионы в процессе их ускорения и при проведении экспериментов взаимодействуют с тонкими или толстыми мишенями. Под тонкой мишенью будем понимать вещество, размеры которого намного меньше пробега иона в этом веществе; под толстой мишенью будем понимать вещество, размеры которого несколько больше пробега иона в этом веществе.

Используя DDХп, можно определить выходы нейтронов из тонких или толстых мишеней, с которыми обычно взаимодействуют ионы на ускорителях. Двойные дифференциальные выходы нейтронов из тонкой мишени можно определить по формуле

$$\frac{d^2 Y}{dE d\Omega} = n \frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} dx,$$

где n — число ядер в единице объема вещества мишени; x — толщина мишени.

Двойные дифференциальные выходы нейтронов из толстой мишени, на которую падают ядра, при условии пренебрежения ослаблением их потока и влиянием фрагментов можно представить в расчете на одно ядро:

$$\frac{d^2 Y}{dE d\Omega} = n \sum_{i=1}^3 \int_{E_i}^{E_c} \left(\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} \right)_i \left(\frac{dE'_c}{dx} \right)^{-1} dE'_c,$$

где dE'_c/dx — потери энергии ядра-снаряда на единичной толщине мишени; $E_1 = 50$ МэВ/нуклон, $E_{2,3} = 10$ МэВ/нуклон.

Влияние фрагментов на выход нейтронов из толстой мишени можно учесть с помощью данных из работы [7].

Для широкого пучка зависимость величины дозы нейтронов с энергией больше E_n , вышедших из толстой мишени, на расстоянии r за защитой толщиной x вычисляется согласно формуле

$$Hr^2 = \int_{E_n}^{\infty} \frac{d^2Y}{dE d\Omega} Bh \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) dE,$$

где B и λ — фактор накопления и длина ослабления флюенса (дозы) нейтронов в обычном бетоне или эквивалентных ему веществах по эффективному атомному весу; E_n (МэВ/нуклон) — энергетический порог образования нейтронов в ядро-ядерном взаимодействии; h — коэффициент перехода от флюенса нейтронов к величинам дозы. Величины B и λ представлены авторами в работе [13] в виде графика (см. рис. 1), значения λ были получены на основе данных [6] с некоторой коррекцией.

За прошедшее время большой прогресс достигнут в развитии универсальных адронных транспортных кодов на основе метода Монте-Карло (МК), таких как MCNPX, GEANT, FLUKA, RHITS, SHIELD-HIT, в которых используются в основном различные теоретические модели ядро-ядерных взаимодействий. По этим транспортным кодам преимущественно рассчитываются защиты практически всех крупных ускорительных установок. Они сложны в освоении, их использование требует квалификации и времени. В более простых случаях применение упрощенных феноменологических подходов для расчета защиты или для оперативной оценки радиационной обстановки пред-

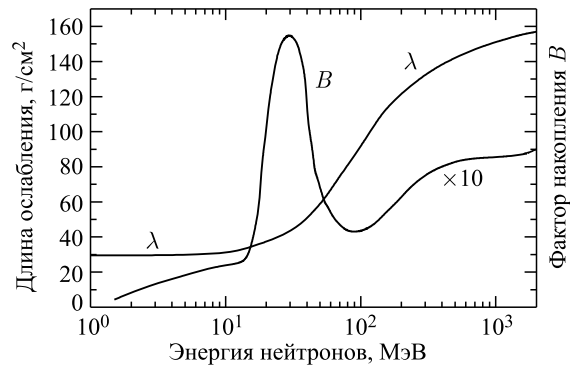


Рис. 1. Зависимость фактора накопления и длины ослабления флюенса (дозы) нейтронов от их энергии в обычном бетоне

ставляется целесообразным. На работающих ускорителях постоянно изменяются условия, при которых формируются радиационные поля, изменяются атомные массы ускоряемых частиц, их энергия, атомные массы мишеней, их толщина и расположение и т. д. Вследствие этого на практике очень важно иметь простой алгоритм, по которому можно быстро получать данные о DDXn и оперативно определять радиационную обстановку.

Помимо упомянутых выше методов расчета, разными авторами были разработаны другие методы с феноменологическим подходом к описанию DDXn, например модель трех движущихся источников (МДИ) [29]. Для ее использования требуется подгонка параметров. Недавно авторами работ [30, 31] была предложена модель четырех движущихся источников для анализа энергетических распределений нейтронов для больших углов вылета при столкновении легких ядер с тяжелыми ядрами в области промежуточных энергий ($E_c > 100$ МэВ/нуклон). В этой модели для описания DDXn используется распределение Максвелла–Больцмана в предположении изотропной эмиссии нейтронов в системе источника. Такое модельное представление содержит 12 параметров, которые определяются по результатам измерения.

3. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Область взаимодействия ядер-снарядов с энергией менее 1 ГэВ/нуклон слабо изучена. Для ответа на вопрос о применимости той или иной модели к описанию рождения нейтронов в ядро-ядерных взаимодействиях необходимы детальные экспериментальные исследования в широком диапазоне энергий, а также комплексное сравнение результатов эксперимента с модельными расчетами. Кроме востребованности таких исследований для модельных представлений, они необходимы для получения исходных данных при прогнозировании радиационной обстановки на ускорителях тяжелых ионов, на космических кораблях и др.

В последнее время появилось значительное число новых экспериментальных данных по DDXn, особенно в области энергий ионов 100–2000 МэВ/нуклон. Наиболее обширные экспериментальные данные получены для области энергий 100–400 МэВ/нуклон, характерной для ионов, используемых для радиотерапии (в основном это углеродная радиотерапия) [28, 32, 33].

В данной работе проведены расчеты DDXn в ядро-ядерном взаимодействии с энергией больше 10 МэВ по феноменологическим формулам (1)–(3), которые сравнивались с экспериментальными данными, полученными по методу времени пролета для энергий ионов 135–400 МэВ/нуклон и в интервале углов 0–110° [28, 32]. Для оценки радиационной обстановки на ускорителях тяжелых ионов наиболее востребована информация по DDXn под углами 0 и 90°. Самые часто встречающиеся материалы мишени на ускорителях —

железо, медь, алюминий, графит, титан, свинец. Поэтому сравнение данных проводится в основном для этих углов и таких мишеней.

В таблице представлена информация об экспериментах по измерению DDXn в углерод-ядерных взаимодействиях, с которыми проводилось сравнение.

Значения энергии ядра-снаряда, углов вылета нейтронов и типы реакций в экспериментах по измерению DDXn

№ п/п	Реакция	Энергия ядра-снаряда, МэВ/нуклон	Угол вылета нейтронов, °	Определяемая величина	Толщина мишеней, г/см ²	Ссылка
1	C + C	135	0, 15, 80, 110	$d^2\sigma/dE d\Omega$	2,16	[28]
2	C + Al	135	0, 80, 110	—	2,70	[28]
3	C + Cu	135	0, 80, 110	—	8,92	[28]
4	C + C	290	5, 80	—	1,80	[32]
5	C + Cu	290	5, 60	—	4,47	[32]
6	C + Pb	290	80	—	2,27	[32]
7	C + C	400	5, 30, 80	—	9,00	[32]
8	C + Cu	400	5, 60	—	13,40	[32]
9	C + Pb	400	5, 80	—	9,08	[32]
10	C + C	135	0	$d\sigma/d\Omega$	2,16	[28]

Ниже проведено сравнение расчетных данных по DDXn, полученных на основе полуэмпирического метода NNEP, с экспериментальными данными из работ, указанных в таблице.

В [28] представлены данные по измерению DDXn в тонких мишенях из C, Al, Cu, Pb при бомбардировке их с энергией 135 МэВ/нуклон ионами He, C, Ne на кольцевом ускорителе RIKEN в Институте физических и химических исследований (Япония). Энергетические спектры нейтронов при углах 0, 15, 30, 50, 80, 110° были получены с помощью метода времени пролета. Одна из основных задач данного эксперимента заключалась в получении DDXn как исходного материала для расчета защиты на ускорителях ионов и для верификации компьютерных программ.

В эксперименте сечения нейтронов в прямом направлении имеют острый пик, вершина которого находится близко к энергии падающих ионов на нуклон, а энергия нейтронов превышает энергию иона на нуклон примерно в три раза. Эта особенность спектров характерна для всех рассматриваемых ионов и мишеней в этом эксперименте. Наличие в спектре очень высокоэнергетичных нейтронов в прямом направлении авторы объясняют возможным кластерным эффектом в ядрах-снарядах.

В работе [28] экспериментальные результаты сравниваются с расчетами по каскадно-испарительной модели программы НИС [34] и с расчетами по программе QMD [35, 36]. Расчеты на основе этих моделей выявляют тенденцию недооценивать компоненты высокоэнергетичных нейтронов и нейтронов после достижения пика при взаимодействии углерода с ядрами-мишенями из C, Al, Cu, Pb. Обе программы качественно воспроизводят общую особенность экспериментальных спектров, но количественно не очень точны.

В данной работе расчеты DDXn по аппроксимационным формулам на основе полуэмпирического метода NNEP проводились для взаимодействия ядер углерода с энергией 135 МэВ/нуклон с ядрами-мишенями из C, Al, Cu, Pb и сравнивались с экспериментальными данными из работы [28]. На рис. 2–8

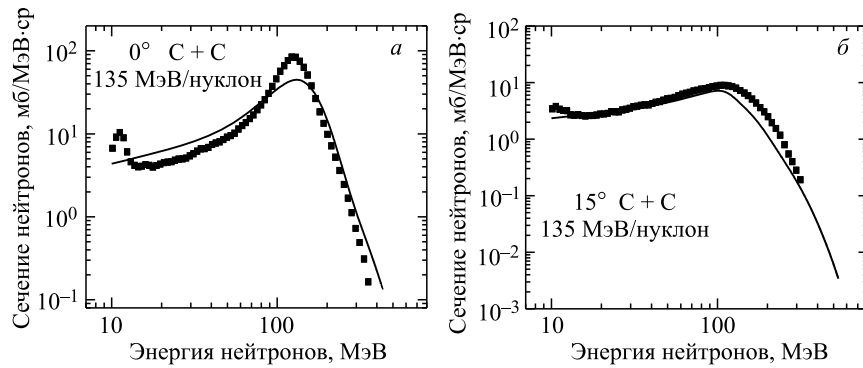


Рис. 2. Сравнение DDXn при энергии ионов углерода 135 МэВ/нуклон, взаимодействующих с углеродной мишенью при углах 0° (а) и 15° (б). Квадраты — экспериментальные результаты [28], сплошная кривая — расчет

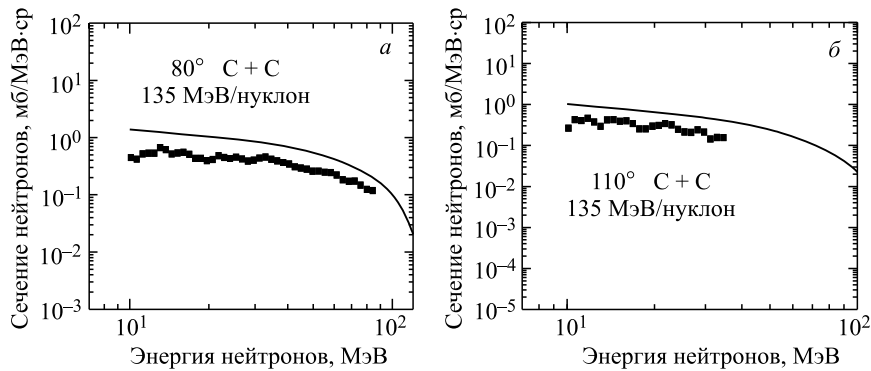


Рис. 3. Сравнение DDXn при энергии ионов углерода 135 МэВ/нуклон, взаимодействующих с углеродной мишенью при углах 80° (а) и 110° (б). Квадраты — экспериментальные результаты [28], сплошная кривая — расчет

представлены результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных по DDXn для различных углов и различных мишеней.

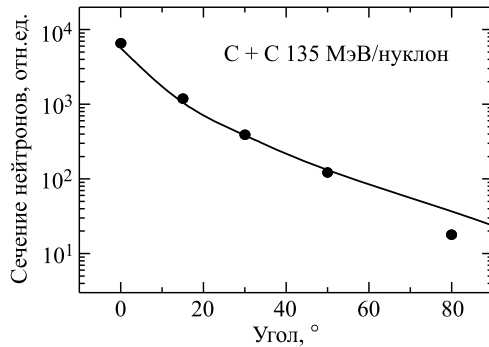


Рис. 4. Сравнение угловых сечений рождения нейтронов выше 20 МэВ при энергии ионов углерода 135 МэВ/нуклон, взаимодействующих с углеродной мишенью. Круги — экспериментальные результаты [28], сплошная кривая — расчет

Также было проведено сравнение экспериментальных данных с расчетными данными по NNEP углового распределения сечения рождения нейтронов при взаимодействии ядер углерода с мишенью из углерода (см. рис. 4). Из углового распределения сечения рождения нейтронов, представленного на рис. 4, видно, что оно быстро уменьшается с увеличением угла. Сравнение углового распределения показывает, что согласие в угловых распределениях выше, чем в спектрально-угловых.

Итак, расчетные данные настоящей работы в целом качественно и количественно хорошо воспроизводят экспериментальные данные [28] для различных углов и мишеней. Полуэмпирический метод NNEP, как правило, недооценивает пик в экспериментальных данных при 0° . В целом расхождение не превышает коэффициент 2 (см. рис. 8).

Итак, расчетные данные настоящей работы в целом качественно и количественно хорошо воспроизводят экспериментальные данные [28] для различных углов и мишеней.

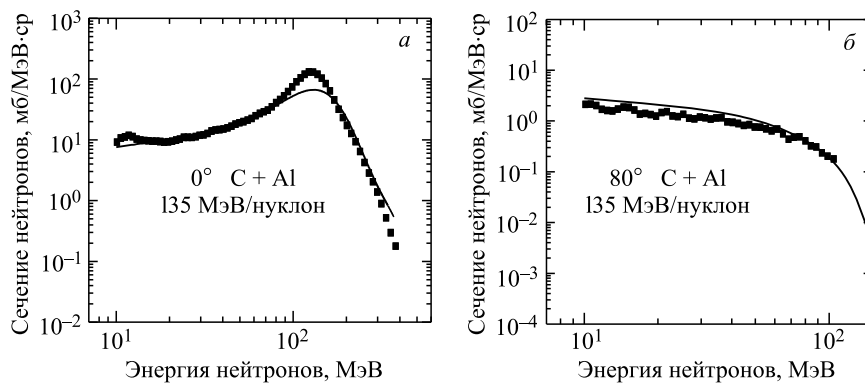


Рис. 5. Сравнение DDXn при энергии ионов углерода 135 МэВ/нуклон, взаимодействующих с алюминиевой мишенью при углах 0° (а) и 80° (б). Квадраты — экспериментальные результаты [28], сплошная кривая — расчет

В общем, результаты сравнения показывают, что согласие между экспериментальными и расчетными данными, полученными с использованием полуэмпирического метода NNEP, удовлетворительное для целей их использования в прогнозировании радиационной обстановки на ускорителях тяжелых ионов с энергией 135 МэВ/нуклон, в том числе на углерод-ионных медицинских ускорителях.

Авторы следующей экспериментальной работы [32], с данными которой проведено сравнение в настоящей работе, также ссылаются на выросший интерес к DDXn в связи с интенсивным использованием в последнее время пучков ионов как в ядерной физике, так и в других областях, например медицине. Для верификации компьютерных программ МК по транспорту частиц также необходимы экспериментальные данные о DDXn. Поэтому авторы [32] провели эксперименты по измерению DDXn на тонких мишенях при энергии ионов 290–600 МэВ/нуклон, информация о которых также очень востребована в медицине, в частности в радиотерапии. В этой работе [32] были измерены DDXn на тонких мишенях из C, Cu, Pb при бомбардировке их ионами углерода и

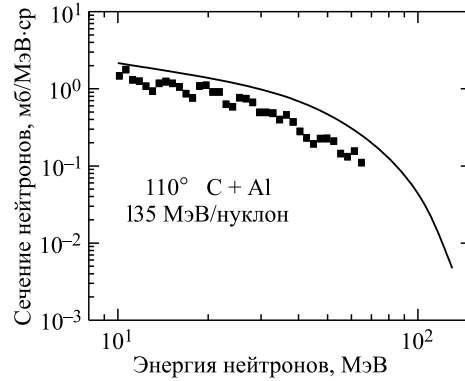


Рис. 6. Сравнение DDXn при энергии ионов углерода 135 МэВ/нуклон, взаимодействующих с алюминиевой мишенью при угле 110° . Квадраты — экспериментальные результаты [28], сплошная кривая — расчет

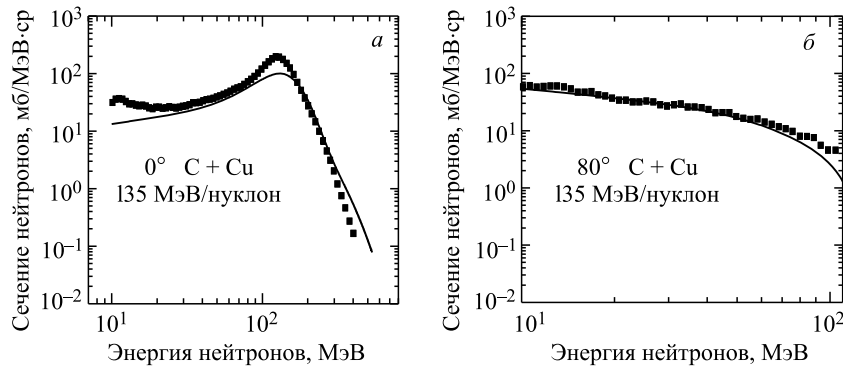


Рис. 7. Сравнение DDXn при энергии ионов углерода 135 МэВ/нуклон, взаимодействующих с медной мишенью при углах 0° (а) и 80° (б). Квадраты — экспериментальные результаты [28], сплошная кривая — расчет

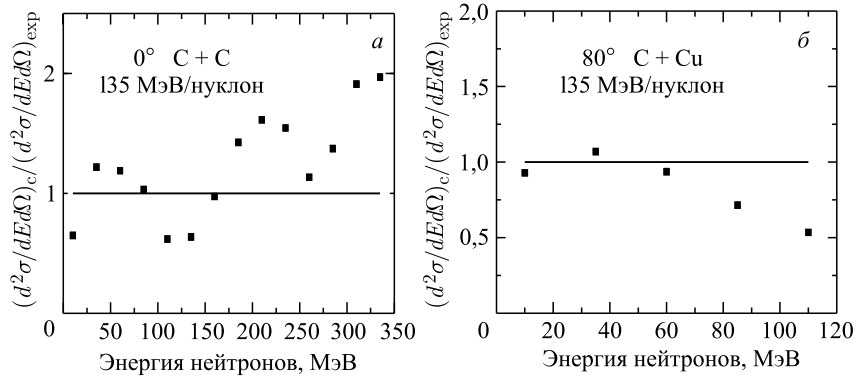


Рис. 8. Отношение расчетных DDXn $(d^2\sigma/dE d\Omega)_c$ при энергии ионов углерода 135 МэВ/нуклон, взаимодействующих с углеродной и медной мишенями при углах 0° (а) и 80° (б) соответственно, к экспериментальным сечениям $(d^2\sigma/dE d\Omega)_{\text{exp}}$ (квадраты) [28]

другими ионами с энергией 290–600 МэВ/нуклон под углами между 5 и 80° . Эксперимент проводился на медицинском ускорителе HIMAC Национального радиологического института в г. Чибэ (Япония). Так же как и в эксперименте работы [28], для регистрации нейтронов использовался детектор нейтронов на основе жидкого сцинтиллятора NE213 и времяпролетная методика измерения. Комментируя полученные спектры, авторы [32] отмечают, что спектры нейтронов, по их наблюдению, составляют три компоненты. В передних углах (до 20°), так же как и при энергии 135 МэВ/нуклон, наблюдается пик в районе энергии снаряда на нуклон, который образуется в процессе фрагментации ядра-снаряда, так как скорость нейтронов в этом направлении соответствует примерно скорости снаряда. Две остальных наблюдаемых компоненты имеют форму максвелловского распределения и соответствуют предравновесным и равновесным процессам, происходящим при А–А-взаимодействиях. Помимо измерения, DDXn также рассчитывались по программам HIC [34] и QMD [35, 36]. Расчеты на основе этих моделей показывают тенденцию недооценивать компоненты высокоэнергетичных нейтронов и нейтронов после достижения пика при взаимодействии углерода с ядрами-мишенями из С, Al, Cu, Pb. Измеренные спектры DDXn достаточно хорошо воспроизводятся при использовании модели движущегося источника, но для ее использования необходима подгонка параметров.

В работе [37] проведено сравнение по DDXn экспериментальных и расчетных данных на основе моделей JQMD и HIC. Модель JQMD является улучшенной моделью QMD, так как основана на более современных данных о ядро-ядерных реакциях. Сравнение проводилось с экспериментальными данными из работ [28, 32], в том числе для ионов углерода для реакций

$C + C$ ($E_c = 290$ МэВ/нуклон, углы $5\text{--}80^\circ$) и $C + Cu$ ($E_c = 135$ МэВ/нуклон, углы $0\text{--}110^\circ$) соответственно. Авторы считают, что расчетные данные с помощью модели JQMD хорошо описывают экспериментальные данные и лучше с ними согласуются, чем НИС. В работе [33] также приведены сравнения расчетных данных по DDXn с помощью программ адронного транспорта PHITS, FLUKA, MCNP, GEANT4 с экспериментальными данными для реакции $C + C$ при энергии 290 МэВ/нуклон, углах $15\text{--}90^\circ$ и при энергии 400 МэВ/нуклон, углах $5\text{--}80^\circ$. Как следует из этой работы, транспортные МК-коды частиц не могут хорошо воспроизвести экспериментальные данные, особенно распределение в пике при высоких энергиях нейтронов в передних углах.

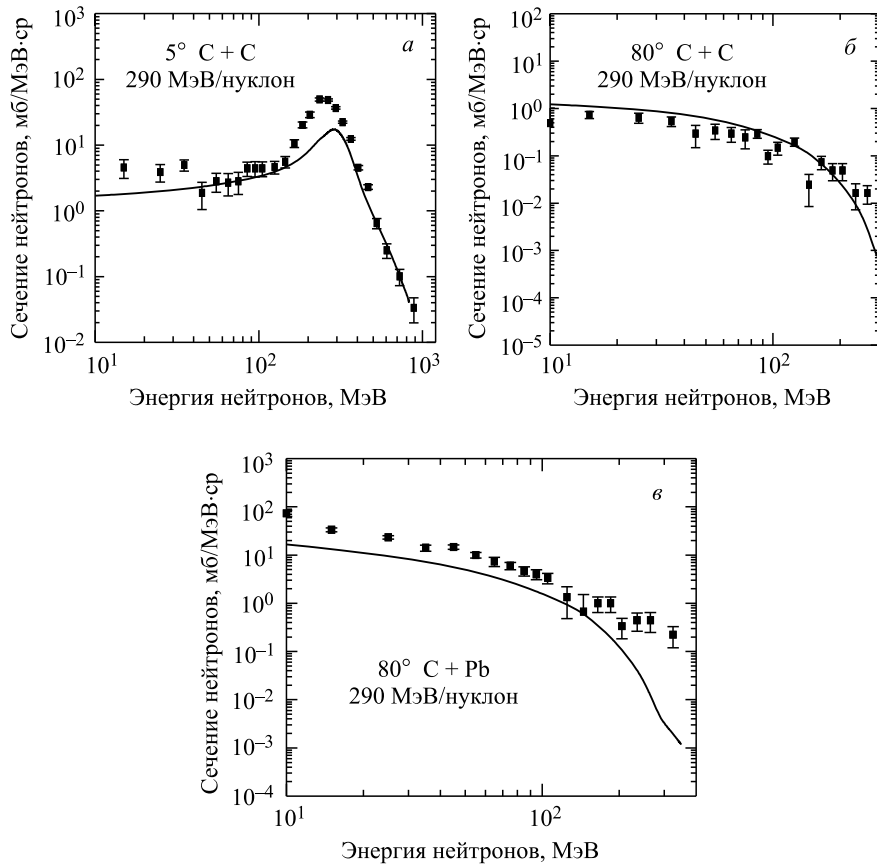


Рис. 9. Сравнение DDXn при энергии ионов углерода 290 МэВ/нуклон, взаимодействующих с углеродной мишенью при углах 5° (a) и 80° (b), а также со свинцовой мишенью при угле 80° (e). Квадраты — экспериментальные результаты [32], сплошная кривая — расчет

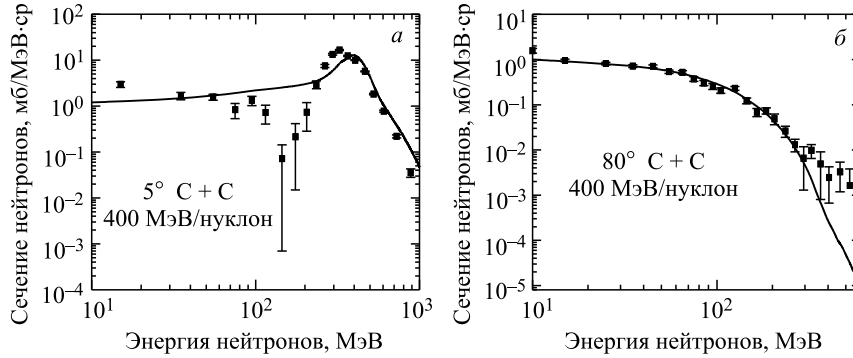


Рис. 10. Сравнение DDXn при энергии ионов углерода 400 МэВ/нуклон, взаимодействующих с углеродной мишенью при углах 5° (а) и 80° (б). Квадраты — экспериментальные результаты [32], сплошная кривая — расчет

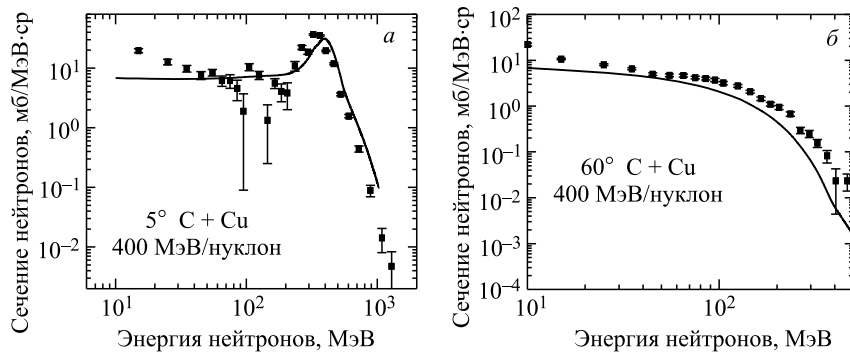


Рис. 11. Сравнение DDXn при энергии ионов углерода 400 МэВ/нуклон, взаимодействующих с медной мишенью при углах 5° (а) и 60° (б). Квадраты — экспериментальные результаты [32], сплошная кривая — расчет

Сравнение экспериментальных данных из работы [32] с расчетными данными по DDXn с помощью аппроксимационных формул метода NNEP при взаимодействии ядра углерода с ядрами-мишенями из C, Cu, Pb в интервале энергий ионов углерода 290–400 МэВ/нуклон и углов 5° и 80° представлены на рис. 9–13. На рис. 12 (реакция C + Pb, 400 МэВ/нуклон, угол 5°) помимо сравнения DDXn показан вклад в это сечение первого (1) и второго (2) компонентов аппроксимационных формул полуэмпирического метода. Видно, что первый и второй компоненты вносят основной вклад в сечение при энергии нейтронов выше 250 МэВ. Ниже 250 МэВ сечение определяет третий, каскадный компонент.

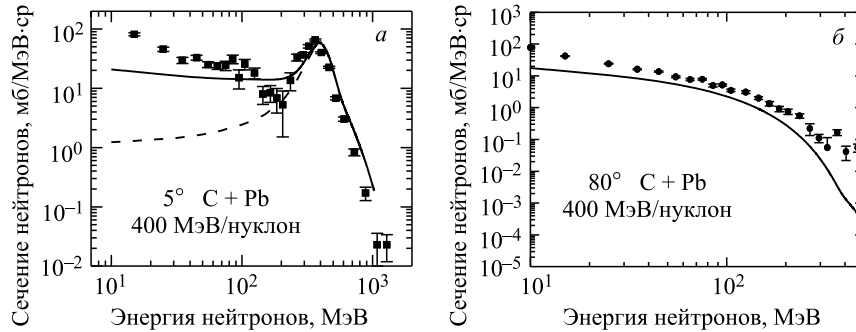


Рис. 12. Сравнение DDXn при энергии ионов углерода 400 МэВ/нуклон, взаимодействующих со свинцовой мишенью при углах 5° (а) и 80° (б). Точки — экспериментальные результаты [32], сплошная кривая — расчет, штриховая — вклад от первого и второго компонент аппроксимационных формул полуэмпирического метода

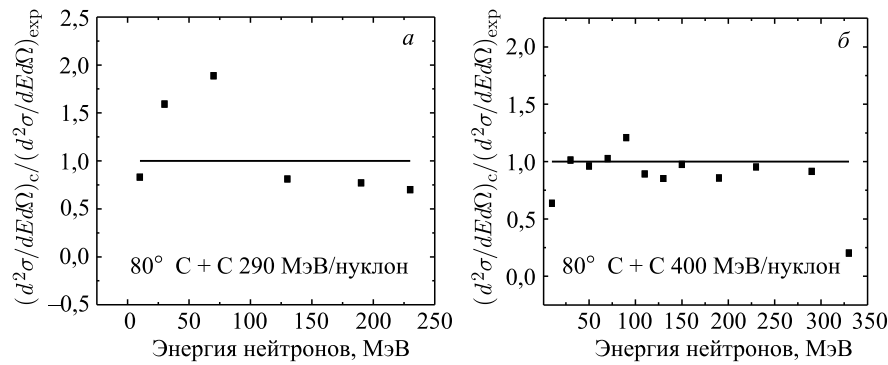


Рис. 13. Отношение расчетных DDXn при энергии ионов углерода 290 (а) и 400 МэВ/нуклон (б), взаимодействующих с углеродной мишенью, к экспериментальным сечениям [32]

Из сравнения следует, что полуэмпирический метод в целом позволяет хорошо воспроизводить общий вид и особенности экспериментальных данных по DDXn в диапазоне энергий ионов углерода от 290 до 400 МэВ/нуклон и углов вылета нейтронов от 5° до 80° для различных мишеней.

На рис. 13 представлено отношение DDXn между расчетными данными по NNEP и экспериментальными данными при энергиях ионов углерода 290 и 400 МэВ/нуклон, которое близко к 2.

Анализ сравнения расчетных и экспериментальных данных показал, что между ними наблюдается некоторое различие. Из сравнения следует, что необходимо уточнить параметры аппроксимационных формул NNEP, особенно

для углов $\leq 15^\circ$, при которых недооцениваются расчетные значения сечений нейтронов под пиками, для получения более высокого согласия с экспериментальными данными. При анализе было выявлено также занижение расчетных значений сечений по сравнению с экспериментальными значениями сечений в высокоэнергетичной части распределений, в области энергий $> E_c$ на нуклон и углов $\geq 60^\circ$, что тоже требует уточнения параметров алгоритма NNEP. Недочет таких нейтронов не приведет к большой ошибке в оценке радиационной обстановки, так как их количество незначительно, а их удельная доза не сильно отличается от удельной дозы других высокоэнергетичных нейтронов [38–40] с энергией $< E_c$ на нуклон, которые составляют большую часть в спектре.

В целом согласие между экспериментальными и расчетными данными по методу NNEP удовлетворительное в диапазоне энергий ионов углерода 135–400 МэВ/нуклон для различных мишеней от углерода до свинца и для углов, близких к 0 и 90° . Отношение расчетных DDX_n к экспериментальным сечениям в основном не превышает коэффициент 2. Таким образом, использование метода NNEP является целесообразным для оперативного прогнозирования радиационной обстановки на ускорителях тяжелых ионов с точностью, необходимой для проектирования и эксплуатации ускорительных комплексов.

ВЫВОДЫ

1. Расчеты, проведенные в данной работе по двойным дифференциальным сечениям рождения нейтронов в ядро-ядерном взаимодействии с использованием полуэмпирического метода NNEP, качественно и количественно согласуются с экспериментальными данными. Это согласие наблюдается для широкого диапазона энергий ионов углерода от 135 до 400 МэВ/нуклон и углов вылета нейтронов от 0 – 15° до 80 – 110° для мишеней от углерода до свинца, характерных для медицинских ускорителей. Расхождение между расчетными и экспериментальными данными по двойным дифференциальным сечениям рождения нейтронов в ядро-ядерном взаимодействии в основном не превышает коэффициент 2.

2. Полуэмпирический метод позволяет хорошо воспроизводить общий вид и особенности экспериментальных данных.

3. Существующий пик в спектре нейтронов вблизи энергии снаряда на нуклон под углами 0 – 10° , как правило, недооценивается полуэмпирическим методом.

4. Полуэмпирический метод NNEP был впервые проверен на экспериментальных данных в интервале энергий ионов углерода от 135 до 400 МэВ/нуклон, взаимодействующих с различными мишенями, с целью его использования для прогноза радиационной обстановки на углерод-ионных медицинских ускорителях и ускорителях тяжелых ионов.

5. Для более точного описания сечений рождения нейтронов на основе полуэмпирического метода NNEP, особенно для их описания под углом $0-15^\circ$, необходимо уточнить параметры аппроксимационных формул.

6. Анализ сравнения расчетных и экспериментальных данных показал, что полуэмпирический метод NNEP позволяет получить исходные данные для описания источника вторичного излучения в интервале энергий ионов углерода от 135 до 400 МэВ/нуклон для оперативного прогнозирования радиационной обстановки на ускорителях тяжелых ионов, в том числе на углерод-ионных медицинских ускорителях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Юдин И. П. и др. Дополнительный канал транспортировки ионов углерода для биологических исследований на нуклотроне ОИЯИ // Письма в ЭЧАЯ. 2012. Т. 9, № 3(173). С. 463–470.
2. Папаш А. И. и др. Коммерческие ускорители, компактные сверхпроводящие синхротроны с уровнем магнитного поля до 10 Тл для протонной и углеродной терапии // Письма в ЭЧАЯ. 2012. Т. 9, № 6–7(176–177). С. 838–858.
3. <http://www.ptcog.ch/index.php/facilities-in-operation>
4. Okada T. et al. Carbon Ion Radiotherapy: Clinical Experiences at National Institute of Radiological Science (NIRS) // J. Rad. Res. 2010. V. 51. P. 355–364.
5. Черняев А. П. Ядерно-физические технологии в медицине // ЭЧАЯ. 2012. Т. 43, вып. 2. С. 500–518.
6. Комочков М. М., Лебедев В. Н. Практическое руководство по радиационной безопасности на ускорителях заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 27.
7. Комочков М. М. Аппроксимация результатов исследований взаимодействия релятивистских ядер с целью оценки радиационной обстановки и защиты. Препринт ОИЯИ Р16-82-432. Дубна, 1982. 6 с.
8. Комочков М. М. Оценка радиационной обстановки и защиты при взаимодействии релятивистских ядер с веществом. Сообщение ОИЯИ Р16-83-190. Дубна, 1983. 10 с.
9. Комочков М. М. Некоторые результаты исследования радиационной обстановки при взаимодействии релятивистских ядер с мишенью. Сообщение ОИЯИ Р16-86-186. Дубна, 1986. 9 с.
10. Бескровная Л. Г., Комочков М. М. Феноменологическая модель прогнозирования радиационной обстановки при взаимодействии релятивистских ядер с тонкими мишенями. Сообщение ОИЯИ Р16-87-304. Дубна, 1987. 18 с.
11. Бескровная Л. Г., Комочков М. М. Защита от ионов, генерируемых ионами // Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 2. Дубна, 1989. С. 382–390.

12. Комочков М. М. Двойные дифференциальные поперечные сечения образования нейтронов и протонов в ядро-ядерных взаимодействиях. Сообщение ОИЯИ Р16-91-107. Дубна, 1991. 18 с.
13. Бескровная Л. Г., Комочков М. М. Прогноз радиационной обстановки и защиты на ускорителях тяжелых ионов. Сообщение ОИЯИ Р16-95-481. Дубна, 1995. 19 с.
14. Флеров Г. Н. и др. Циклотронный комплекс тяжелых ионов Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Препринт ОИЯИ Д9-84-555. Дубна, 1984. 60 с.
15. Коваленко А. Д. О возможной концепции ускорительного комплекса релятивистских ядер и электронов. Сообщение ОИЯИ Р9-89-26. Дубна, 1989. 6 с.
16. Shin K. et al. Systematic Study of Neutron Production Cross Sections for Heavy Ions by Intranuclear Cascade-Evaporation Calculations // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 349. P. 506–514.
17. Guo Z. Y. et al. Thick Target Fast Neutron Yields // Nucl. Instr. Meth. B. 1987. V. 29. P. 500–507.
18. Weise H. P. Shielding of High Energy Ion Accelerators // Proc. of CONF-8602706 “Health Physics of Radiation Generating Machines”, Reno, Nevada, USA, Feb. 8–12, 1987. P. 459.
19. Madey R. et al. Inclusive Neutron Spectra at 0° from the Reaction $Pb(Ne, n)X$ and $NaF(Ne, n)X$ at 390 and 790 MeV per Nucleon // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55, No. 14. P. 1453–1456.
20. Madey R. et al. Inclusive Neutron Spectra at 0° from Nb–Nb and Au–Au Collisions at 800 MeV/Nucleon // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. P. 184–194.
21. Shelin H. R. et al. Neutron Inclusive Measurements in $^{14}N + Ag$ Reaction at 35 MeV/Nucleon // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1827–1834.
22. Козулин Э. М. и др. Препринт ОИЯИ Р7-86-589. Дубна, 1986. 8 с.; ЯФ. 1987. Т. 45, вып. 1. С. 8.
23. Cecil R. A. et al. Inclusive Neutron Production by 337 MeV/Nucleon Neon Ions on Carbon, Aluminum, Copper and Uranium // Phys. Rev. C. 1981. V. 24, No. 5. P. 2013–2029.
24. Anderson L. et al. Inclusive Particle Production at Forward Angles from Collisions of Light Relativistic Nuclei: Nuclear Fragments // Phys. Rev. C. 1983. V. 28, No. 3. P. 1224–1245.
25. Nakamura T. Neutron Energy Spectra Produced from Thick Targets by Light Mass Heavy Ions // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 240. P. 207–215.
26. Albergo S. et al. JINR Commun. E7-93-274. Dubna, 1993. 8 p.
27. Сычев Б. С., Серов А. Я., Манько Б. В. Аналитическая аппроксимация дифференциальных сечений образования вторичных частиц в неупругих нуклон-ядерных взаимодействиях при энергиях выше 20 МэВ. Препринт РТИ АН СССР 799. М., 1979.
28. Sato H. et al. Measurements of Double Differential Neutron Production Cross Sections by 135 MeV/Nucleon He, C, Ne and 95 MeV/Nucleon Ar Ions // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. 034607. P. 1–12.

29. *Kitsuki H. et al.* Parameterization of Proton-Induced Neutron Production Double Differential Cross Section up to 3 GeV in Term of Moving Source Model // Nucl. Sci. Technol. 2001. V. 38. P. 1–7.
30. *Юревич В. И. и др.* Изучение эмиссии нейтронов при взаимодействии ядер ^1H , ^2H , ^4He , ^{12}C с энергией 1–2 А ГэВ с ядрами свинца. Препринт ОИЯИ Р1-2005-73. Дубна, 2005. 21 с.; ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1561.
31. *Yurevich V. I. et al.* Production and Multiplication of Neutrons in Lead Targets Induced by Protons above 1 GeV // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 747–749.
32. *Iwata Y. et al.* Double-Differential Cross Sections for the Neutron Production from Heavy-Ion Reactions at Energies $E/A = 290\text{--}600$ MeV // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. 054609. P. 1–10.
33. *Satoh D. et al.* Neutron-Production Double-Differential Cross Sections from Heavy-Ion Interactions // J. Korean Phys. Society. 2011. V. 59, No. 2. P. 1741–1744.
34. *Bertini H. W. et al.* Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-TM-4134, 1974.
35. *Aichelin J.* Quantum Molecular Dynamics — a Dynamical, Microscopic n -Body Approach to Investigate Fragment Formation and the Nuclear Equation of State in Heavy Ion Collisions // Phys. Rep. 1991. V. 202. P. 233.
36. *Niita K. et al.* Analysis of the (N, XN') Reactions by Quantum Molecular Dynamics Plus Statistical Decay Model // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 2620.
37. *Iwase H., Niita K., Nakamura T.* Development of General-Purpose Particle and Heavy Ion Transport Monte Carlo Code // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. V. 39, No. 11. P. 1142–1151.
38. СанПин 2.6.1. 2523+09. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009). Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009.
39. ICRP Publication 74. Conversion Coefficients for Use in Radiological Protection against External Radiation // Intern. Commission on Radiol. Protection. 1997.
40. *Pelliccioni M.* Overview of Fluence-to-Effective Dose and Fluence-to-Ambient Dose Equivalent Conversion Coefficients for High-Energy Radiation Calculated Using the FLUKA Code // Rad. Protection Dosim. 2000. V. 88, No. 4. P. 279–297.

Получено 4 июня 2015 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 21.10.2015.

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

Усл. печ. л. 1,5. Уч.-изд. л. 1,75. Тираж 195 экз. Заказ № 58660.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/