ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2013–14
ОРИ, ОУК

И.Л. Ажгирей, Вл.И. Беляков-Бодин, И.И. Дегтярёв,
С.Г. Машник[1], Н.П. Смирнов

Измерение нейтронных спектров в обратном направлении от медной мишени, облучаемой протонами с энергиями 800, 1000 и 1200 МэВ, и сравнение их с результатами статистического моделирования

Направлено в *АЭ*

[1]Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA

Протвино 2013

УДК 539.172.84 М-24

Аннотация

Ажгирей И.Л. и др. Измерение нейтронных спектров в обратном направлении от медной мишени, облучаемой протонами с энергиями 800, 1000 и 1200 МэВ, и сравнение их с результатами статистического моделирования: Препринт ИФВЭ 2013–14. – Протвино, 2013. – 20 с., 7 рис., библиогр.: 29.

Калориметрическая времяпролётная методика использовалась для высокоточного измерения в реальном времени нейтронных спектров под углом 175^{o} к направлению пучка протонов, облучающего торцевую поверхность цилиндрической медной мишени диаметром 20 см и толщиной 25 см. Выполнено сравнение экспериментальных нейтронных спектров с расчётными, полученными в рамках программных комплексов MARS, RTS&T, GEANT4 и MCNP6 для протонов с энергиями 800, 1000 и 1200 МэВ. Эти программы описали измеренные спектры с различной, но достаточно хорошей точностью, зависящей от энергии детектируемых нейтронов и энергии пучка протонов

Abstract

Azhgirey I.L. et al. CTOF Measurements and Monte Carlo Analyses of Neutron Spectra for the Backward Direction from a Copper Target Irradiated with 800, 1000, and 1200 MeV Protons: IHEP Preprint 2013–14. – Protvino, 2013. – p. 20, figs. 7, refs.: 29.

A calorimetric-time-of-flight technique was used for real-time, high-precision measurement of the neutron spectrum at an angle of 175° from the initial proton beam direction, which hits a face plane of a cylindrical copper target of 20 cm in diameter and 25 cm thick. A comparison was performed between the neutron spectra predicted by the MARS, RTS&T, GEANT4, and the MCNP6 codes and that measured for 800, 1000, and 1200 MeV protons. The transport codes tested here describe with different success the measured spectra, depending on the energy of the detected neutrons and on the incident proton energy, but all the models agree reasonably well with our data.

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2013

Введение

Программы MARS, RTS&T, GEANT4 и MCNP6 являются необходимыми инструментами для разработки и анализа систем, включающих в себя высокоинтенсивные источники нейтронов, таких как реакторные системы, управляемые ускорителями (ADS), так как эти программы моделируют перенос частиц в веществе с учётом вторичных каскадных частиц для широкого энергетического диапазона. Такая возможность особенно необходима для высокоэнергетических высокоточных приложений, поскольку эмитируемый из мишени ADS нейтронный спектр является важнейшим фактором при разработке таких систем. Следовательно, очень важно, чтобы точность вычисления нейтронных спектров была бы предельно высокой. Поэтому одной из целей данной работы являлось определение точности вышеуказанных программ в предсказании результатов для больших углов.

Геометрия во всех этих программах моделировала экспериментальную конфигурацию, состоящую из цилиндрической мишени и детектирующего объёма, а так как целью нашей работы было исследование нейтронного спектра только в обратном направлении, то мы выбрали угол 175^{o} как наиболее подходящий по следующим причинам. Во-первых, такая информация необходима для прагматических нужд, вызванных необходимостью проектирования радиационной защиты персонала от излучения, возникающего в обратном направлении возле мишеней и поглотителей. Во-вторых, это наи-

более трудное направление как для эксперимента (из-за малости потока нейтронов), так и для всех моделей, описывающих рождение частиц при очень больших углах относительно направления первичного протонного пучка, а наши данные позволяют протестировать генераторы событий, используемые в транспортных программах, в этой "трудной" кинематической области. В-третьих, знание спектров вторичных частиц для больших обратных углов имеет большой академический интерес для понимания механизма рождения кумулятивных частиц, в котором, несмотря на почти сорокалетние исследования, остаётся ещё много открытых вопросов.

Описание установки и принципов работы

Детальное описание конструкции экспериментальной установки, калориметрической времяпролётной методики (CTOF), методики получения данных и экспериментальных результатов для вольфрамовой, железной и свинцовой мишеней, облучённых протонами, было ранее представлено нами в [1-4]. Поэтому в данной работе мы дадим только краткое, необходимое для общего понимания, описание установки ZOMBE и принципов CTOF методики.

В эксперименте мы используем протонный пучок, выводимый из ускорителя (бустера) У-1.5 Института физики высоких энергий с помощью септум-магнита. Цикл бустера, длящийся ≈ 9 с содержит 29 банчей, каждый из которых длится ≈ 30 нс и содержит ≈ 1.3×10^{11} протонов. Время вывода всех 29 банчей равно 1.6 с. Интенсивность пучка в каждом банче измерялась индуктивным токовым измерителем [5] с точностью ≈ 7%, а энергия - с относительной ошибкой ≈ 0.5% стандартным оборудованием бустера. Нами было получено усреднённое по экспериментам радиальное распределение протонов в пучке [1-4], которое хорошо аппроксимируется Гауссианом с шириной на полувысоте равной 24 мм. Протонный пучок падает на торцевую поверхность цилиндрической мишени диаметром 20 см и толщиной 25 см, расположенной на установке ZOMBE (см. рис. 1) таким образом, что ось мишени совмещается с геодезической осью пучка.

CTOF методика состоит из ряда детекторов, размещённых на различных расстояниях от мишени, но под одним и тем же углом к направлению пучка протонов.

Мы использовали органические сцинтилляторы размером $10\times10\times10\times cm^3$ в токовой моде, фиксируя непрерывный световой сигнал, возникающий в них. Первый детектор был расположен на расстоянии 8.7 м от торцевой поверхности мишени под углом 175^o, а второй – на расстоянии 29 м практически под тем же углом к направлению пучка, что и первый. В детекторы были вмонтированы цветосдвигающие световоды, выходные сигналы которых передавались в фотоэлектронные умножители (PMT) по 120-метровым кварцевым световодам (LG). Выходные сигналы PMT оцифровывались осциллографом TDS 3034b с частотой 0.4 нс (при ширине полосы пропускания 200 МГц) в течение 2000 нс с начала каждого банча и фиксировалась on-line в осциллографе. Каждая экспозиция, содержащая не менее 5000 банчей, передавалась затем off-line в компьютер для дальнейшей обработки и получения физических результатов. Поскольку частота оцифровки была 0.4 нс, экспериментальных точек в нейтронном спектре получается так много, что на любом графике (см. рис. 4-7) он выглядит, как сплошная линия.

Во время экспозиции фиксировались также pickup-данные пучка протонов для дальнейшего восстановления интенсивности, как функции от времени.

Чтобы исключить в фотометрическом сигнале детекторов вклады от нейтронов, отраженных стенками, полом и другими конструктивными элементами экспериментального помещения, от излучения самого ускорителя и других возможных источников, необходимо было выполнять экспозиции, в которых детекторы были загорожены от нашей мишени защитой. В качестве такой защиты мы использовали набор дисков из железа (толщиной 45 см) и вольфрама (толщиной 40 см), имеющих диаметр 20 см. Разность сигналов в экспозициях, выполненных без защиты и с ней, даёт истинный сигнал от исследуемой мишени.

Таким образом, экспериментальное определение нейтронного спектра для некоторой энергии с помощью CTOF методики требует всего лишь приблизительно один час работы бустера.

Амплитуда светового сигнала в детекторе для частиц ненулевой массы определяется:

$$u\left(t\right)=k\cdot S\left(E\right)\cdot e_f\left(E\right)\cdot dE/dt\ ,$$

где $S(E)$ – это энергетический спектр частиц, вылетающих из мишени, $e_f(E)$ – чувствительность детектора, dE/dt производная по времени от энергии частицы для детектора, находящегося на расстоянии r от мишени, а k – некоторый коэффициент. Чувствительность используемых детекторов к нейтронам и космическим μ-мезонам ($e\mu$) была вычислена с помощью программы RTS&T с использованием библиотеки оцененных ядерных данных LA150 [6] (см. рис. 2). Для нахождения коэффициента k, т.е. для абсолютной калибровки детекторов, мы использовали усреднённый фотометрический сигнал, вызванный непосредственно космическими μ-мезонами.

Оцифрованная осциллографом амплитуда светового сигнала определяется следующим интегральным уравнением:

$$U(t) = u(t)^* \cdot p(t)^* \cdot d(t)^* \cdot LG(t)^* \cdot PMT(t), \qquad (1)$$

где $p(t)$ – это интенсивность протонного пучка, как функция от времени; $d(t)$, $LG(t)$ и $PMT(t)$ – импульсные функции соответственно детектора, LG и PMT; а звёздочка (*) – символ преобразования свёртки:

$$u(t)^* \cdot p(t) = \int_o^t u(\xi) \cdot p\,(t-\xi)\, d\xi\,.$$

Для вычисления с высокой точностью функции $u(t)$, т.е. для решения уравнения (1) по экспериментально найденным функциям $U(t)$, $p(t)$, $d(t)$, $LG(t)$ и $PMT(t)$, нами была написана соответствующая оригинальная программа.

Часть фотометрического сигнала, вызванного гамма-излучением от мишени, выделялась достаточно просто, поскольку её форма не зависит от расстояния между источником и детектором, и мы определяли эту форму из сигнала для дальнего детектора, в котором гамма- и нуклонная компоненты практически не пересекаются, если перед детектором поставлен тонкий свинцовый фильтр. Поэтому высокоэнергетическую часть нейтронного спектра мы измеряли по фотометрическому сигналу второго (дальнего) детектора. Но поскольку амплитуда сигнала с этого детектора становилась малой для низкоэнергетических нейтронов, для получения спектра ниже 13 МэВ мы использовали данные с детектора, расположенного на расстоянии 8.7 м. Это легко видно из графика относительной ошибки фотометрического сигнала, представленного на

рис. 3 для протонов 1200 МэВ, включающего в себя ошибки определения интенсивности и энергии пучка, а также чувствительности детектора.

Моделирование методом Монте-Карло

Спектры нейтронов, рассеянных в обратном направлении, вычисленные при помощи программы MCNP6 [7], показаны на рис. 4-8. При моделировании были использованы следующие варианты наборов физических моделей ядерных взаимодействий:

- модель внутриядерного каскада Bertini [8], дополненная испарительной моделью Dresner [9] (с использованием многошаговой предравновесной модели MPM [10]);
- модель внутриядерного каскада INCL4 (Льеж) [11] вместе с моделью испарения/деления ABLA (GSI) [12];
- генератор взаимодействий CEM03.03 [13-15] на основе каскадно-экситонной модели, использующий улучшенную обобщённую испарительную модель GEM2 [16] для расчётов процессов испарения и деления, а также собственную модифицированную экситонную модель MEM.

Для всех комбинаций физических моделей MCNP6 использует ядерные данные (табулированные сечения с непрерывной энергетической зависимостью из библиотеки протонных и нейтронных LA150) для транспорта протонов и нейтронов, а также для описания дискретных ядерных взаимодействий при энергиях до 150 МэВ. При проведении вычислений предполагалось, что протонный пучок с Гауссовым пространственным распределением с FWHM, равным 2.4 см, падает на центр торца цилиндрической медной мишени. Радиус мишени равен 10 см, длина – 25 см. Нейтроны, вылетавшие из мишени в обратном направлении, регистрировались для значений угла рассеяния 175° по отношению к направлению пучка в 6 метрах от лицевой поверхности мишени. Для обеспечения достаточной статистики вычислений сбор производился при пересечении кольцевой поверхности, поскольку задача имеет цилиндрическую симметрию.

Программа MARS [17] моделирует процесс развития ядерно-электромагнитных каскадов в веществе. Её физический модуль базируется главным образом на параметризациях физических процессов. Такой подход обеспечивает гибкость и высокую про-

изводительность при решении задач оптимизации радиационных условий и для различных инженерных приложений. MARS используется для моделирования радиационных полей на ускорителях, для расчётов радиационной защиты [18], моделирования распределений дозы и энерговыделения [19], расчётов радиационного фона в экспериментах на ускорителях [20]. Для энергий адронов ниже 5 ГэВ в программе MARS используется феноменологическая модель описания рождения вторичных частиц в неупругих адрон-ядерных взаимодействиях [21]. Для моделирования переноса низкоэнергичных нейтронов (ниже 14.5 МэВ) используется многогрупповое приближение и 28-групповая библиотека нейтронных констант БНАБ.

В каскадной модели MARS заряженные адроны (протоны и пионы) поглощаются локально в точке, если их кинетическая энергия становится меньше порога, равного 10 МэВ. Ионизационный пробег в меди для протонов и пионов с энергией 10 МэВ на два порядка величины меньше среднего пробега до неупругого ядерного взаимодействия. Поэтому для наших первичных энергий пучка (от 800 до 1200 МэВ) мы можем пренебречь вторичными взаимодействиями заряженных адронов с энергией ниже пороговой, поскольку эти процессы могут дать лишь малую (менее 1%) добавку к спектру нейтронов, формируемому взаимодействиями частиц с высокой энергией.

В расчётах по коду MARS мишень была представлена как медный цилиндр длиной 25 см и диаметром 20 см. Детектируемый объем с размерами $10\times10\times10$ см^3 – был размещён в 9 м от лицевой поверхности мишени, угол между направлением пучка и направлением мишень-детектор составлял 175°. Протонный пучок имел Гауссово пространственное распределение с параметрами $\sigma_{x,y} = 1.4$ см, что соответствует экспериментально измеренным характеристикам пучка. Расчёты показали, что спектр нейтронов не зависит от параметров пучка и воспроизводится так же и для нитевидного пучка. Пространство между мишенью и детектором было заполнено воздухом.

В программе RTS&T адрон-ядерные взаимодействия в области энергий от 20 МэВ до ≈ 5 ГэВ рассматривается как трёхшаговый процесс реакции ядерного расщепления: стадия внутриядерного каскада, предравновесный распад остаточного ядра и процесс распада компаунд-ядра (конкурирующие каналы испарения и высокоэнергичного деления). Для расчётов внутриядерного каскада использовалась Дубненская версия модели ВЯК [22] с модифицированным набором параметризаций h(γ)N-сечений

и внутриядерных потенциалов, дополненная изобарной моделью Линденбаума-Штернхаймера для описания одно- и двухпионного рождения в нуклон-нуклонном взаимодействии и однопионного рождения в пион-нуклонном взаимодействии. В настоящую версию модели был добавлен алгоритм, описывающий каналы многопионного (до 5) рождения. Предравновесная стадия адрон-ядерного взаимодействия описывается на основе экситонной модели. Как предложено в [15], первоначальная конфигурация экситонов для предравновесного распада вычисляется на каскадной стадии реакции либо постулируется в исходных данных. Равновесная стадия реакции (испарение/взрывной развал Ферми (для легких ядер) либо высокоэнергичное деление) описывается в соответствии со статистической теорией испарения частиц Вайскопфа-Эвинга и теорией деления Бора-Уилера либо Фонга. Для вычисления величин, определяющих ширину деления, используется алгоритм Атчисона. В качестве входных параметров модели использованы рекомендованные МАГАТЭ систематики, включенные в состав библиотек RIPL v.1-3 [29]. Программа RTS&T использует файлы оцененных ядерных и атомных данных с непрерывной энергетической зависимостью в области от тепловой энергии до 20/150/3000 МэВ для моделирования переноса частиц и дискретных взаимодействий. В отличие от MCNP, RTS&T осуществляет прямой доступ к оцененным данным, представленным в формате ENDF-6, исключая создание промежуточных библиотек. В современной версии программы все типы данных, предоставляемых форматом ENDF-6, могут быть использованы для расчётов связанного многочастичного переноса частиц: упругое рассеяние, поглощение, реакции с рождением одного нейтрона в выходном канале, поглощение с рождением иных типов частиц (с разделением по уровням возбуждения остаточного ядра), деление (с моделированием мгновенных и запаздывающих нейтронов и осколков деления [MF = 8]) и т.д. Энергии и углы эмиссии вторичных частиц выбираются из распределений файлов MF = 4, 5, 6, 12, 13, 14 и 15. Во всех реакциях моделируются характеристики остаточных ядер с их последующим транспортом. Универсальная процедура чтения подготовки ядерных данных позволяет использовать различные библиотеки, созданные в формате ENDF-6 (ENDF/B, Росфонд, JENDL, JENDL-HE, FENDL, CENDL, JEF, BROND, LA150, ENDF-HE/VI, библиотека фотоядерных данных IAEA и т.д.). Подготовка данных ENDF-6 (линеаризация, восстановление разрешённых резонансов, доплеровское уширение резонансных уровней

сечений в зависимости от температуры среды, проверка угловых распределений, представленных в виде коэффициентов P_n-разложения индикатрисы рассеяния на отрицательные значения и корректировка коэффициентов Лежандра) производится при помощи процедур подготовки данных пакета ENDF/B Preprocessing Codes [23] LINEAR, RECENT, SIGMA1 и LEGEND соответственно. При использовании библиотеки JENDL ввиду незначительных отличий формата от ENDF-6 стандарта для восстановления области разрешенных резонансов сечений применяется процедура RECEN-DD. Для минимизации количества данных используются интерполяционные правила, рекомендованные ENDF-6. Для размещения данных в памяти и их дальнейшего использования организуется динамически распределённое дерево объектов. При моделировании переноса тепловых нейтронов учитываются когерентное упругое рассеяние, значимое для кристаллических твердых материалов (графит, бериллий, UO_2), некогерентное упругое рассеяние, значимое для твердых материалов, содержащих водород (полиэтилен, легкая вода-цирконий), неупругое рассеяние, значимое для всех материалов и описываемое функцией $S(\alpha,\beta)$, представленной в файле 7 формата ENDF-6. В версии библиотеки ENDF/B-VII.1 содержится информация о рассеянии тепловых нейтронов на 20 материалах-замедлителях.

В расчетах по коду RTS&T мишень, параметры пучка и направление от мишени к детектору были такими же, как и для MCNP6 и MARS, но детектирующий объём размерами $10\times10\times10$ см^3 был размещён в 29 м от лицевой поверхности мишени. Пространство между детектором и мишенью было заполнено воздухом. Более подробное описание программы RTS&T приведено в [6] и по соответствующим ссылкам.

Пакет программ GEANT4 [24] – это инструментарий для моделирования переноса частиц в веществе. GEANT4 используется в физике высоких энергий, ядерной и ускорительной физике, а также в медицинских и аэрокосмических приложениях. Для вычислений нейтронного спектра была использована версия 4.09.04 пакета. Для моделирования ядерных взаимодействий применялась модифицированная версия модели внутриядерных каскадов Bertini [25]. Она включает каскадную модель с экситонами, предравновесную модель, модель развала ядра, модель деления и испарительную модель. При проведении моделирования в рамках пакета GEANT4 мишень, пучок и детектирующий объём были заданы такими же, как и для расчетов по программе MARS.

Сравнение результатов вычислений с экспериментальными данными

Как видно на рис. 4, 6 и 7, результаты расчётов по программе MARS хорошо согласуются с измеренными спектрами и с результатами, полученными с помощью MCNP6. MARS несколько переоценивает спектр в области 5-15 МэВ недооценивает значения высокоэнергичного «хвоста» спектров для 800, 1000 и особенно для 1200 МэВ. Все генераторы взаимодействия MCNP6 немного недооценивают измеренный спектр в энергетической области от ~1 до 10 МэВ, также как и при высоких энергиях, на самом конце «хвоста». Общее согласие результатов моделирования, полученных при помощи различных генераторов взаимодействий, с измеренными спектрами зависит главным образом от энергии первичных протонов: CEM03.03 лучше согласуется с данными при энергиях 1 и 1.2 ГэВ, а Bertini & Dresner и INCL & ABLA, как правило, лучше согласуются с данными при низких начальных энергиях.

Небольшое различие наблюдается для энергий нейтронов от нескольких МэВ до ~50 МэВ, где в измеренном спектре около 5 МэВ проявляется «плечо», при этом экспериментальные данные лежат выше результатов расчётов по MCNP6 в области энергий от нескольких до 10 МэВ, и ниже – для нейтронов выше 10 МэВ до ~50 МэВ. Ни один из генераторов, использующих собственные оригинальные модели предравновесной эмиссии (CEM03.03 и Bertini & Dresner), ни INCL & ABLA, который не использует предравновесную стадию, не способны воспроизвести это плечо. Подобное плечо в форме измеренного спектра, вероятно, указывает на суперпозицию потоков низкоэнергетичных испарительных нейтронов и высокоэнергичных каскадных нейтронов.

MARS недооценивает высокоэнергичные хвосты спектров, особенно для наивысшей энергии облучения. Результаты расчётов составляют примерно треть от измеренных величин. Подобное поведение для этой кинематической области наблюдалось также для вольфрамовой [2], железной [3] и свинцовой [4] мишеней. GEANT4 воспроизводит высокоэнергичный хвост спектра лучше, чем MARS, но недооценивает количество низкоэнергетичных нейтронов ниже 10 МэВ, что можно видеть на рис. 5.

Один вопрос остаётся открытым. Экспериментальные данные показывают небольшое плечо в области от 4 до 10 МэВ, которое присутствует во всех измеренных нейтронных спектрах. Подобное наблюдалось также для вольфрамовой [2], железной

[3] и свинцовой [4] мишеней, и ни одна из протестированных нами до сих пор моделей не воспроизводит эту особенность спектра достаточно хорошо. Мы до сих пор не имеем чёткого понимания, как комбинация нескольких эффектов могла бы воспроизвести эту особенность спектра нейтронов для толстых мишеней. Для решения этой проблемы необходимы дальнейшие исследования, включая использование других моделей ядерных реакций и, возможно, дополнительные измерения. Мы не имеем возможности сравнить наши результаты с иными измерениями и вычислениями, поскольку нам неизвестны никакие другие исследования нейтронных спектров от толстых мишеней под углом 175°. Наиболее близкими к нашей работе являются исследования David et al. с толстыми железными мишенями (SATURNE, [26]), при энергиях 0.8, 1.2 и 1.6 ГэВ. Эксперимент моделировался при помощи генераторов INCL & ABLA и Bertini & Dresner, подобными использованными нами. Наибольший угол, исследованный на SATURNE, был равен 160°, размеры мишени также отличались от наших, поэтому прямое сопоставление наших результатов с данными [26] невозможно. В работе со свинцовой мишенью Meigo et al., KEK [27], измерения спектров были подобны нашим, но при энергиях протонного пучка 0.5 и 1.5 ГэВ, поэтому прямое сравнение также невозможно.

Недавно было опубликована интересная работа Y. Iwamoto et al. [28] с похожими результатами, полученными на тонких мишенях. Авторы измеряли спектры нейтронов, производимых в направлении 180° при облучении тонких мишеней из углерода, железа и золота протонным пучком с энергией 140 МэВ. Они также наблюдали небольшое плечо в спектре в области 4-8 МэВ, и ни одна из использованных ими расчётных моделей не могла хорошо воспроизвести форму спектра, в частности вышеупомянутое плечо.

Заключение

С помощью CTOF методики были измерены спектры нейтронов (практически непрерывные) в обратном направлении для энергетической области 0.7 – 250 МэВ от толстой медной мишени, облучаемой протонами 800, 1000 и 1200 МэВ. Результаты моделирования транспортными программами MCNP6, MARS, RTS&T и GEANT4

хорошо согласуются с экспериментальными данными, но степень согласованности зависит как от энергии нейтронов, так и от энергии пучка протонов, что даёт нам возможность дальнейшего улучшения моделей и уточнения параметров, используемых в программах.

Благодарности

Мы благодарим Ю.В. Арешко из GMP RUSSCOM Company за поддержку экспериментальной части данной работы и Dr. Roger Martz из LANL за внимательное прочтение текста и полезные советы по содержанию. Работа была частично профинансирована ГКАЭ «Росатом» по Государственному контракту № Н.4.44.90.13.1118. Часть работы, выполненная в LANL, профинансирована US DOE по контракту DE-AC52-06NA25396.

Список литературы

[1] V.I. Belyakov-Bodin et al., “Calorimetric-Time-of-Flight Technique for Determination of Energy Spectra of Particles from a High Intensity Pulsed Proton Target”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res,* **A 465** (2001), 346.

[2] V.I. Belyakov-Bodin et al., “The CTOF Measurements and Monte Carlo Analyses of Neutron Spectra for Backward Direction from Tungsten Target Irradiated by Protons with Energies from 200 to 1200 MeV”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res,* **A 596** (2008), 434.

[3] I.L. Azhgirey et al., “CTOF Measurements and Monte Carlo Analyses of Neutron Spectra for the Backward Direction from an Iron Target Irradiated with 400 - 1200 MeV Protons”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res,* **B 267** (2009), 3601.

[4] I.L. Azhgirey et al., “CTOF Measurements and Monte Carlo Analyses of Neutron Spectra for the Backward Direction from a Lead Target Irradiated with 200 – 1000 MeV Protons”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res,* **B 268** (2010), 3426.

[5] И.М. Болотин и др., М., Радиотехнический институт АН СССР, доклады РТИ АН СССР – 35 (1980).

[6] A.I. Blokhin et al., “RTS&T Monte Carlo Code (Facilities ans Computation Methods)”, in: Proc. of the SARE-3 Workshop, KEK, Tsukuba, Japan, May 1997; I.I. Degtyarev et al., “RTS&T Main

Features", in: Proc. SARE-4, Knoxwille, TN, September 13-16, 1998, ORNL, 1999, pp. 141-149; I.I. Degtyarev et al., "Discrete Processes Modelling and Geometry Description in RTS&T Code", *Вопросы атомной науки и техники*, №2 (1999), УДК 621.039:539.141; (http://www.ippe.obninsk.ru/podr/cjd/vant/99-2/st1.pdf; http://nds.iaea.org/reports/indc-ccp-426-13.pdf)

[7] T. Goorley et al., "Initial MCNP6 Release Overview", *Nucl. Technol*., **180** (2012), 298.

[8] H.W. Bertini, "Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation", *Phys. Rev*., **131** (1963), 1801; H.W. Bertini, "Intranuclear Cascade Calculation of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparison with Experiment, *Phys. Rev*., **188** (1969), 1711.

[9] L. Dresner, "EVAP – A Fortran Program for Calculating the Evaporation of Various Particles from Excited Compound Nuclei", ORNL-TM-196, Oak Ridge (1962); P. Cloth et al., "The KFA Version of the High Energy Transport Code HETC and the Generalized Evaluation Code SIMPEL", Jül-Spec-196, Kemforschungsanlage Jülich Gmbh (1983).

[10] R.E. Prael and M. Bozoian, "Adaptation of the Multistage Preequilibrium Model for the Monte Carlo Method (I)", LANL Report LA-UR-88-3238, Los Alamos (1988).

[11] A. Boudard et al., "Intranuclear Cascade Model for a Comprehensive Description of Spallation Reaction Data", *Phys. Rev. C*, **66** (2002), 044615.

[12] A.R. Junghans et al., "Projectile-Fragment Yields as a Probe for the Collective Enhancement in the Nuclear Level Density", *Nucl. Phys. A,* **629** (1998), 635.

[13] S.G. Mashnik and A.J. Sierk, "CEM03.03 User Manual", LANL Report LA-UR-12-01364, Los Alamos (2012).

[14] S.G. Mashnik et al., "CEM03.03 and LAQGSM03.03 Event Generators for the MCNP6, MCNPX, and MARS15 Transport Codes", LANL Report LA-UR-08-2931, Los Alamos (2008), E-print: arXiv:0805.0751.

[15] K.K. Gudima, S.G. Mashnik and V.D. Toneev, "Cascade-Exciton Model of Nuclear Reactions", *Nucl. Phys. A*, **401** (1983), 329.

[16] S. Furihata, "Statistical Analysis of Light Fragment Production from Medium Energy Proton-Induced Reactions", *Nucl. Instr. Meth. Phus. Res*. **B 171** (2000), 252.

[17] И. Ажгирей и В. Таланов, «Статус комплекса программ MARS». В сб.: Труды XVII рабочего совещания по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 2000, т.2, с.184.

[18] И.Л. Ажгирей и В.В. Таланов, «Анализ эффективности передней радиационной защиты эксперимента CMS на LHC». М.: Наука, *Приборы и техника эксперимента*, **№4** (2002), 79.

[19] V.I. Belyakov-Bodin, I.L. Azhgirey and I.I. Degtyarev, Nucl. *Instr. Meth. Phys. Res*., **A 572** (2007), 935.

[20] M.G. Albrow et al., "The FP420 R&D Project: Higgs and New Physics with Forward Protons at the LHC", *JINST*, **4** (2009), T10001.

[21] Б.С. Сычёв, А.Я. Серов и Б.В. Манько. Препринт МРТИ № 799, Москва, 1979.

[22] В.С. Барашенков и В.Д. Тонеев, «Взаимодействия частиц высоких энергий и атомных ядер с ядрами». Москва, Атомиздат, 1972.

[23] D. Cullen, "PREPRO 2002, 2002 ENDF/B Pre-processing Codes", IAEA-NDS-39, (http://www-nds.iaea.or.at/ndspub/endf/prepro/)

[24] S. Agostinelli et al., "GEANT4 – A Simulation Toolkit", *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res*., **A 506** (2003), 250; K. Amako et al., "GEANT4 Developments and Applications", *IEEE Transactions on Nuclear Science,* **53** (2006), 270.

[25] A. Heikkinen, N. Stepanov, and J.P. Wellisch, "Bertini Intra-Nuclear Cascade Implementation in GEANT4, Proc. Int. Conf. on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP 2003), La Jolla, California, March 24-28, 2003; E-print: nucl-th/0306008; A. Heikkinen, "Bertini, HETC, and ABLA, Precompound and Evaporation Models in Geant4", HIP, Helsinki Institute of Physics, July 16, 2007.

[26] J.-C. David et al., "Spallation Neutron Production on Thick Target at SATURNE", Proc. of the Workshop on Nuclear Data for the Transmutation of Nuclear Waste, GSI-Darmstadt, Germany, September 1-5, 2003, ISBN 3-00-012276-1, ed. by A. Kelic and K.-H. Schmidt (http://www-wnt.gsi.de/tramu/).

[27] S. Meigo et al., "Measurements of Neutron Spectra Produced from a Thick Lead Target Bombarded with 0.5- and 1.5-GeV Protons", *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res*., **A 431** (1999), 521.

[28] Y. Iwamoto et al., "Measurements and Monte Carlo Calculations of Neutron Production Cross-Sections at 180° for the 140 MeV Proton Incident Reactions on Carbon, Iron, and Gold", *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res*., **A 620** (2010), 484.

[29] R. Capote et al., "RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reaction and Nuclear Data Evaluations", *Nuclear Data Sheets*, **110** (2009), 3107.

Рукопись поступила 25 сентября 2013 г.

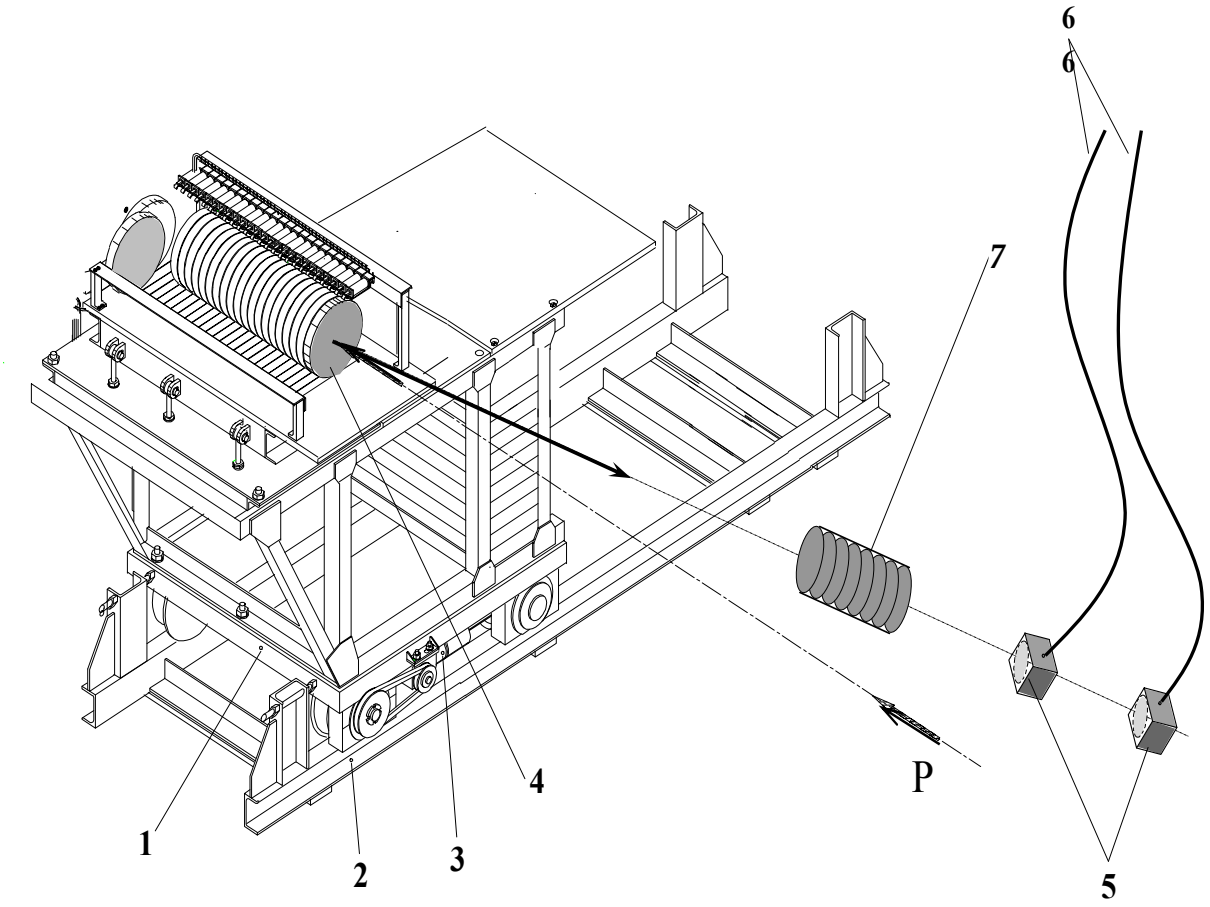

Рис. 1. Схема установки ZOMBE: (1) подвижная платформа; (2) направляющие рельсы; (3) мотор для перемещения стенда; (4) мишень; (5) детекторы; (6) световоды; (7) временная защита; P – направление пучка протонов.

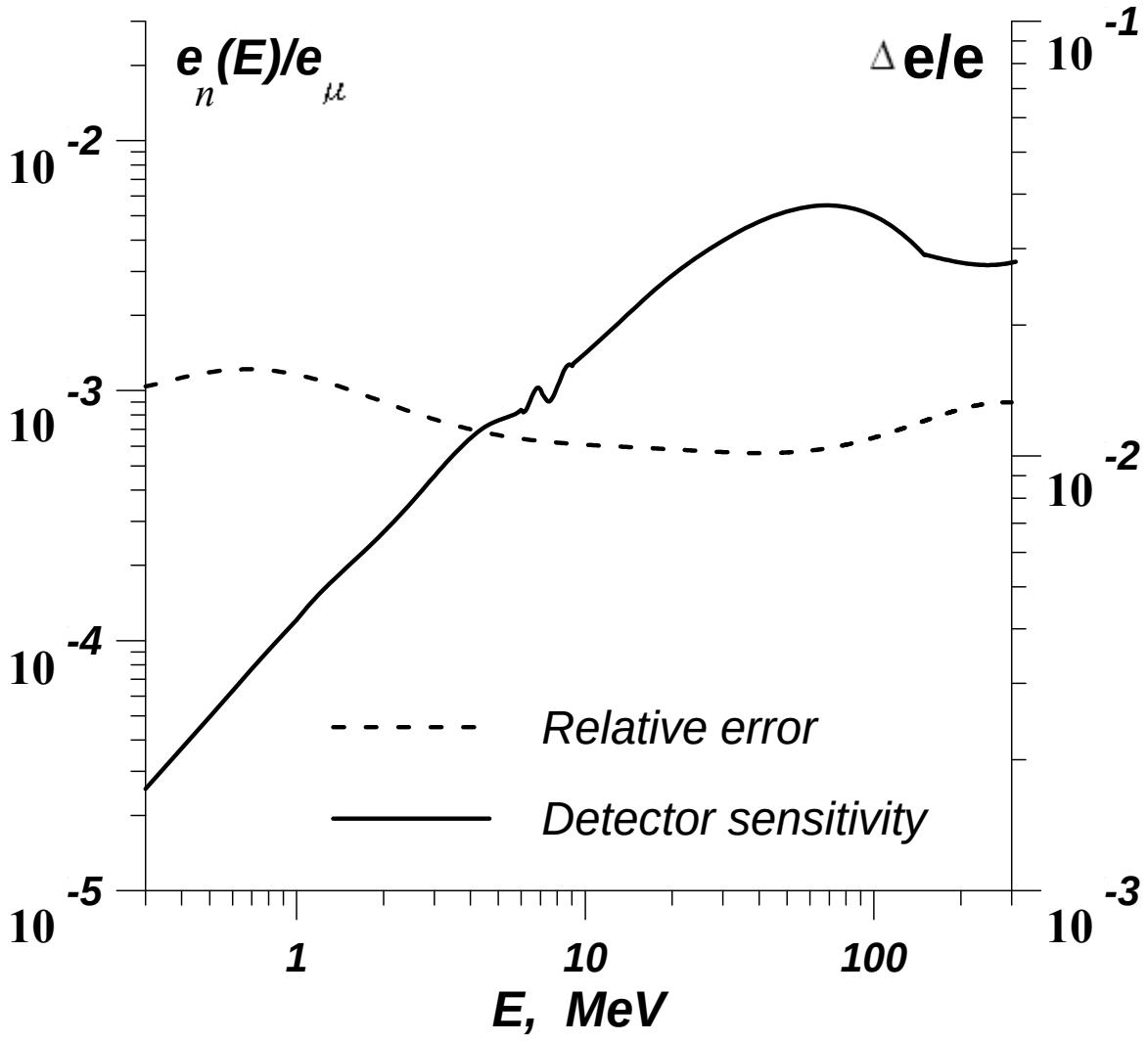

Рис. 2. Чувствительность детектора к нейтронам; сплошная линия соответствует левой шкале, а пунктирная – правой.

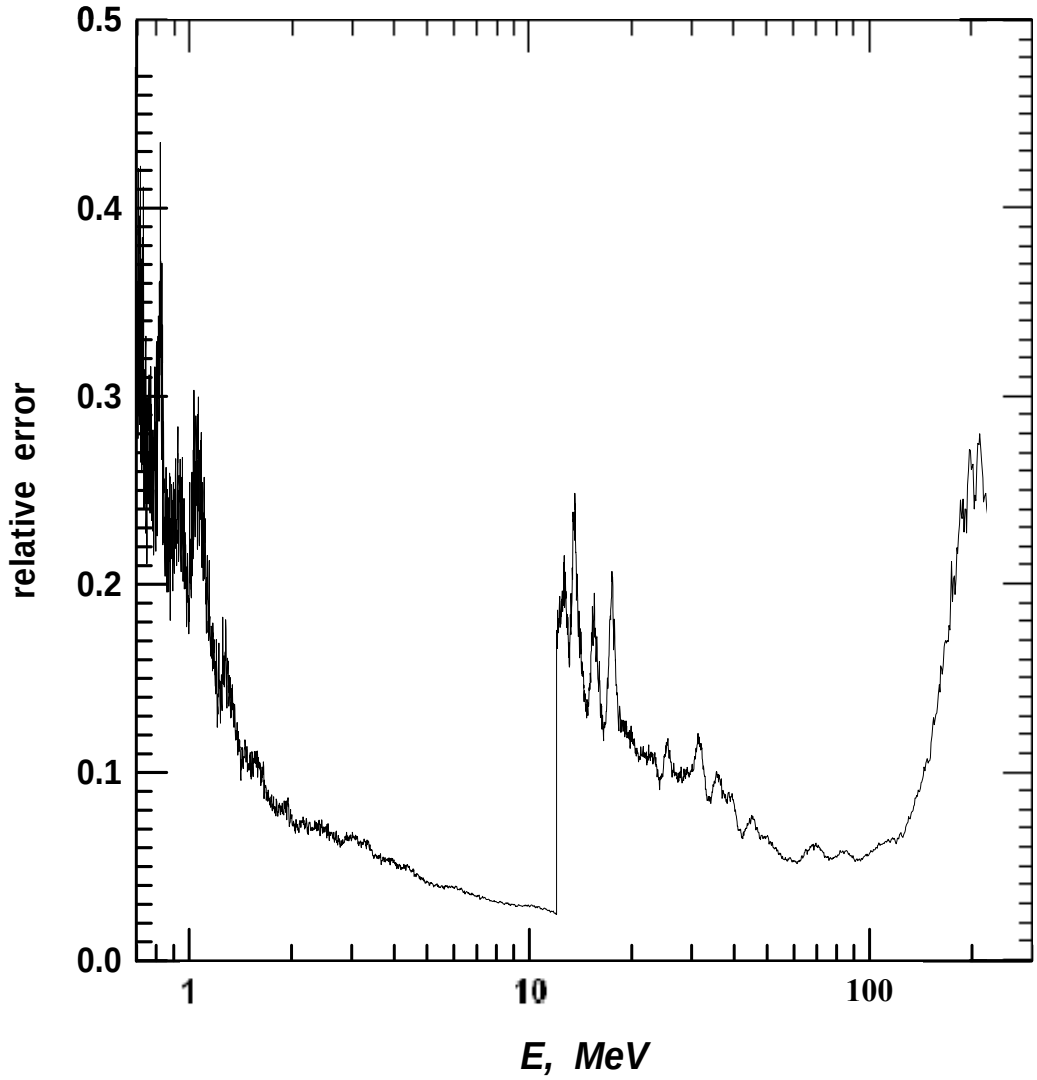

Рис. 3. Относительная ошибка измерений спектра нейтронов для энергии протонов 1200 МэВ.

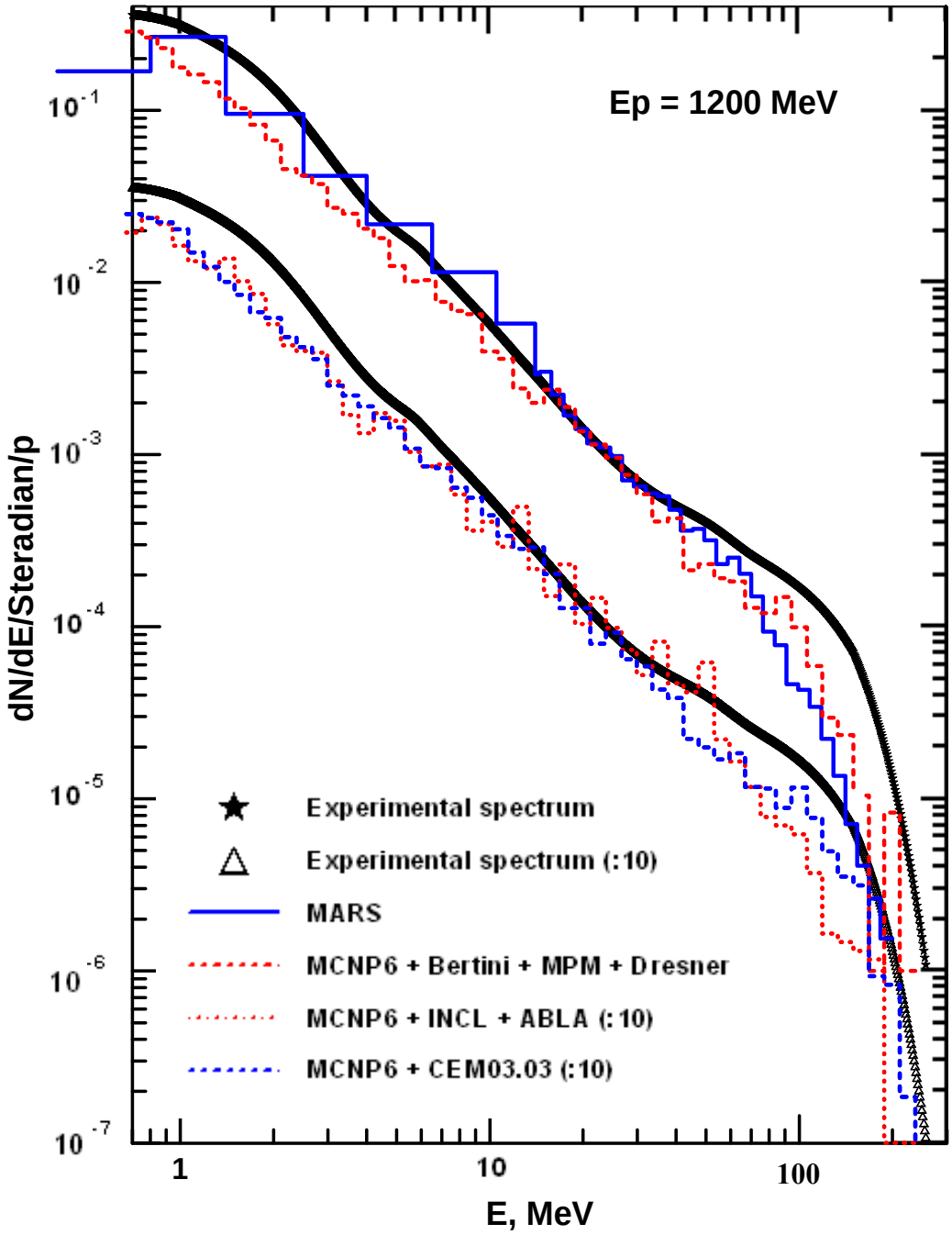

Рис. 4. Экспериментальный спектр нейтронов при облучении протонами с энергией 1200 МэВ и расчётные спектры, полученные по программам MARS и MCNP6, использующей три различных набора генераторов событий).

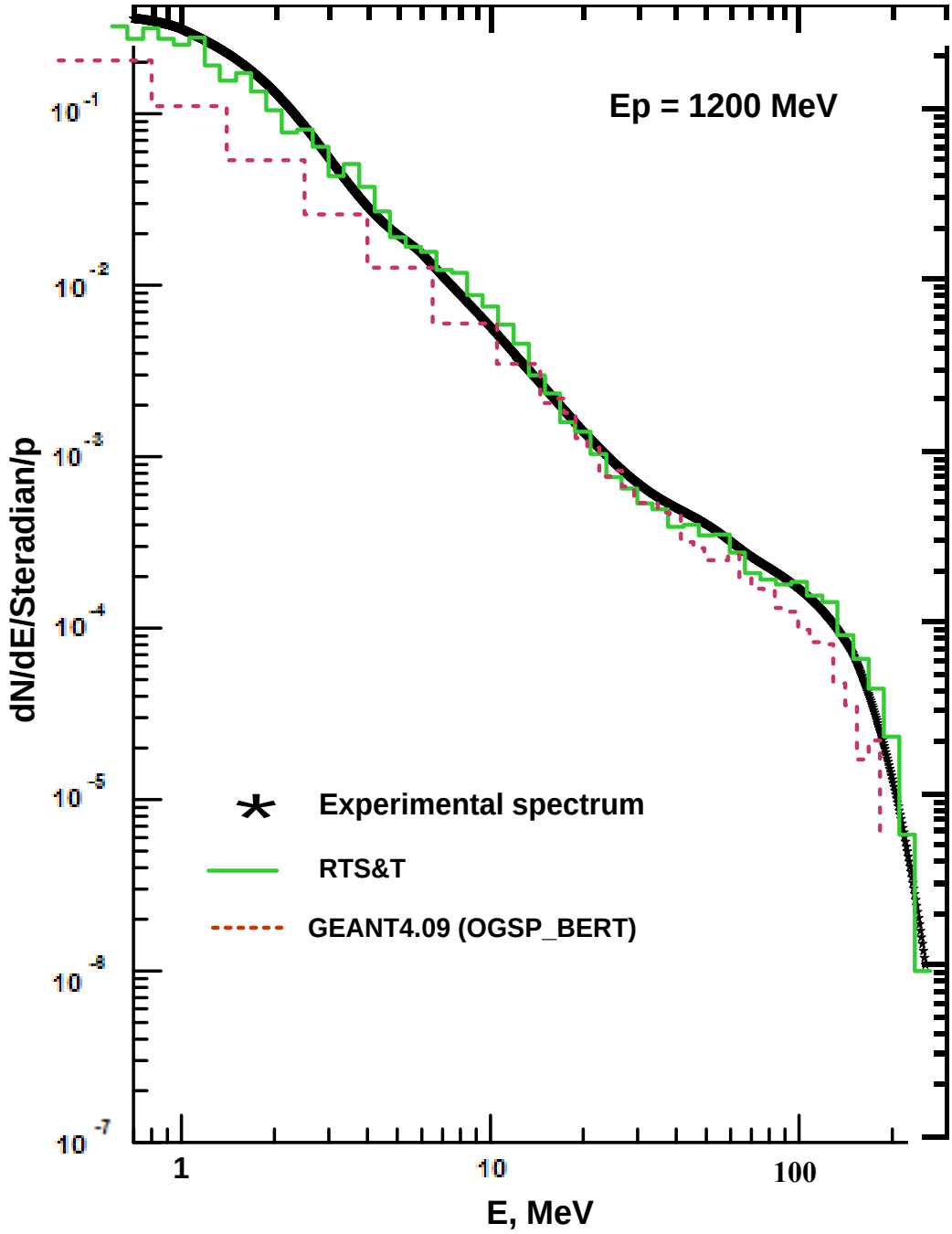

Рис. 5. Тот же спектр нейтронов, что и на рис. 4, но сравненный с результатами расчётов по RTS&T и GEANT4 (использующей Bertini INC).

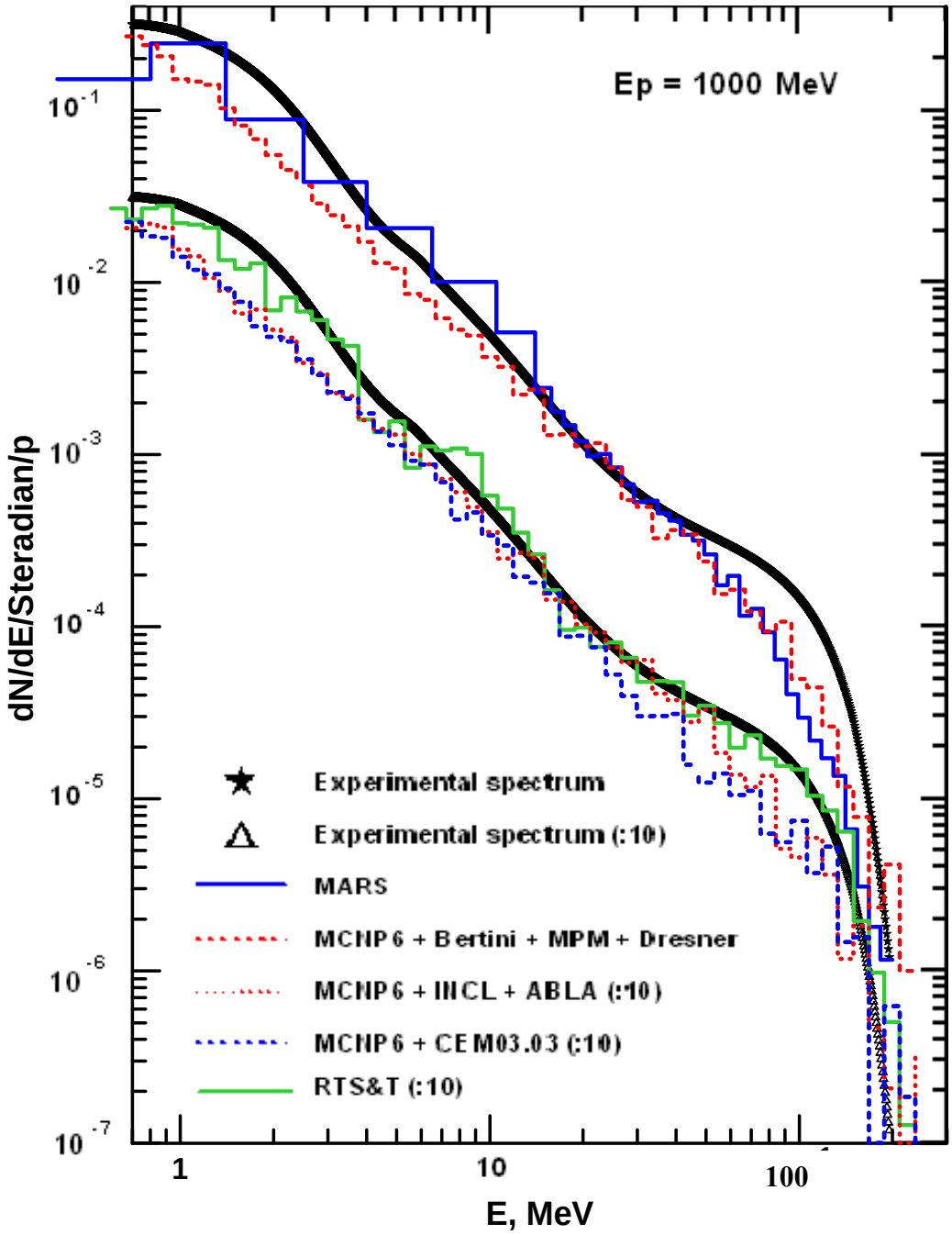

Рис. 6. Экспериментальный спектр нейтронов при облучении протонами с энергией 1000 МэВ и вычисленный по программам MARS, MCNP6 (использующей три различных набора генераторов событий) и RTS&T.

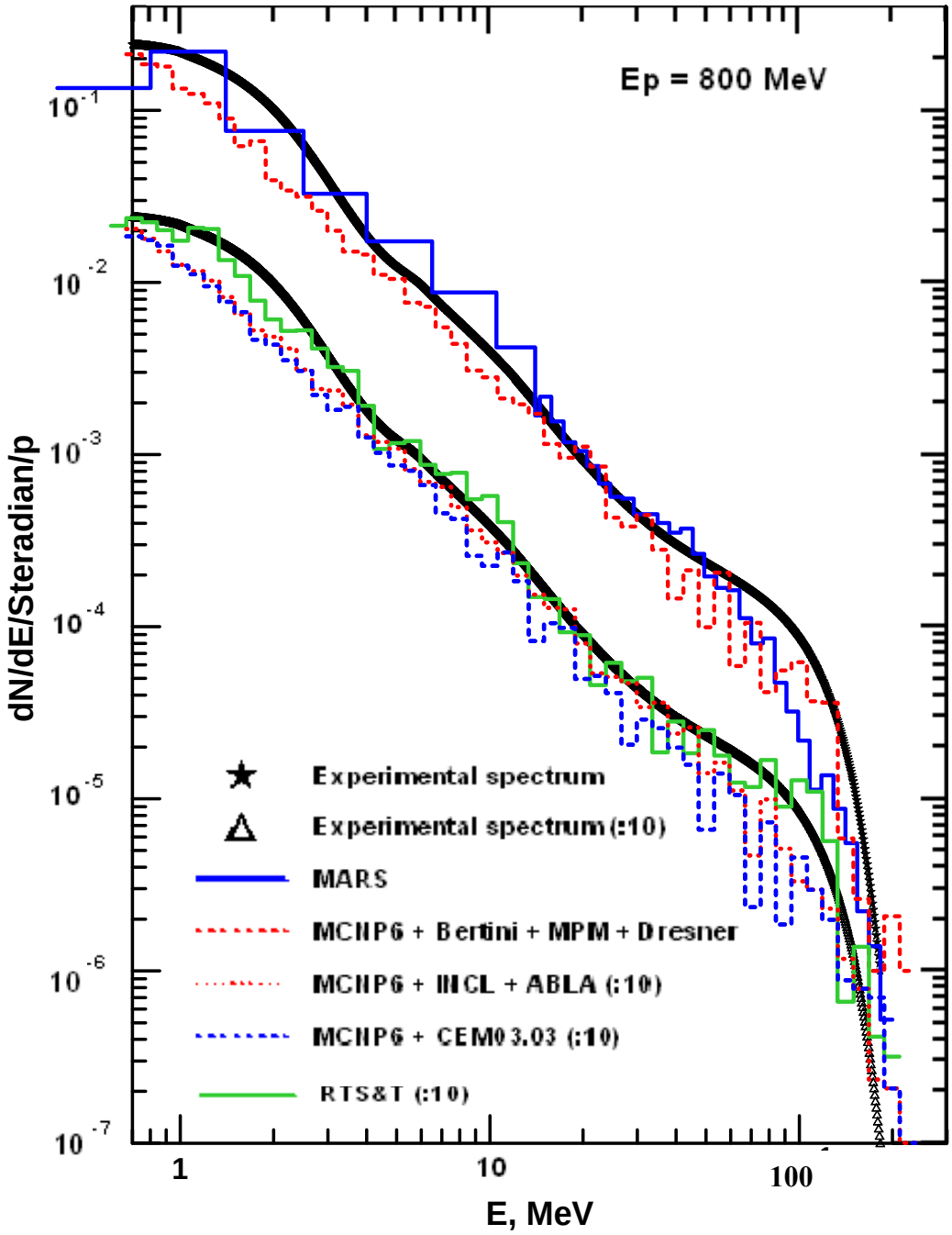

Рис. 7. Экспериментальный спектр нейтронов при облучении протонами с энергией 800 МэВ и вычисленный по программам MARS, MCNP6 (использующей три различных набора генераторов событий) и RTS&T.

И.Л. Ажгирей и др.

Измерение нейтронных спектров в обратном направлении от медной мишени, облучаемой протонами с энергиями 800, 1000 и 1200 МэВ, и сравнение их с результатами статистического моделирования.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати 08.10.2013. Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 1,75. Уч.– изд.л. 2,11. Тираж 80. Заказ 39. Индекс 3649.

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2013-14, ИФВЭ, 2013