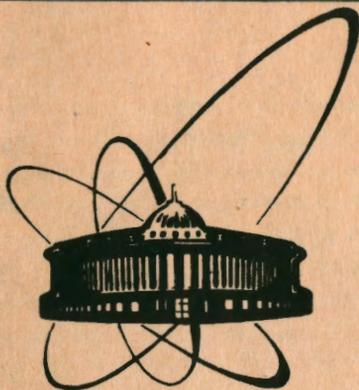


91-177



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна**

P16-91-177

А.Р.Крылов, Г.Н.Тимошенко, В.Е.Алейников

**ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ
В ПОЛЯХ ЖЕСТКОГО РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ОТ 10^{-8} ДО СОТЕН МэВ**

1991

Измерение спектров нейтронов в полях жесткого
рассеянного излучения в диапазоне энергий
от 10^{-8} до сотен МэВ

Описана методика восстановления спектров нейтронов в широком диапазоне энергий от 10^{-8} до сотен МэВ по показаниям многошарового спектрометра Боннера и спектрометра нейтронов на основе пластического сцинтиллятора. Методика предназначена для измерения спектров нейтронов в полях смешанного рассеянного излучения за защитами ускорителей и нейтронного компонента космического фона. Приведены выражения для определения максимальной эквивалентной и ambientной доз нейтронов в широком энергетическом диапазоне и флюенса нейтронов с энергиями более 20 МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Krylov A.R., Timoshenko G.N., Aleinikov V.E.

P16-91-177

Neutron Spectra in the Energy Range from 10^{-8}
to Hundreds of MeV Measurement in Hard Scattered
Radiation Fields

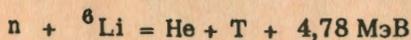
The technique of neutron spectra unfolding in wide energy range from 10^{-8} to hundreds of MeV on the base of multisphere Bonner's detector and plastic scintillator spectrometer readings has been described. This technique is intended for neutron spectra measurements in fields of mixed scattered radiation behind accelerators shielding and neutron component of cosmic background. The expressions of neutron maximum equivalent and ambient doses in wide energy range and neutron fluences of energy above 20 MeV are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991

Диапазон энергий нейтронов, генерируемых в атмосфере космическим излучением или образующихся при работе высокоэнергетических ядерно-физических установок, простирается на много порядков. Информация о спектральном составе нейтронного излучения важна для решения ряда задач как фундаментальной, так и прикладной физики. Естественно, что создать какой-либо один тип спектрометра со столь широким динамическим диапазоном технически невозможно. Поэтому на практике для измерения широких спектров нейтронов используют обычно набор различных методик, оцувствленных в различных областях спектра. При этом желательно, чтобы их динамические диапазоны перекрывались. В физике космических лучей и физике защиты и дозиметрии на высокоэнергетических ускорителях измерение спектров нейтронов осложняется тем, что излучение не имеет зачастую выделенного в пространстве направления из-за протяженности источника (атмосферы) и многократного рассеяния нейтронов в окружающей среде.

Базовым прибором для измерения спектров нейтронов в полях рассеянного излучения стал в последние десятилетия детектор тепловых нейтронов в сферических замедлителях из водородосодержащего материала — так называемый спектрометр Боннера (СБ)^{/1/}. Его отличают относительная простота конструкции, изотропность и широкий динамический диапазон энергий при высокой чувствительности к нейтронам. Исторически сложилось, что в качестве замедлителей используются полиэтиленовые сферы диаметрами 2, 3, 5, 8, 10, 12 и реже 18 дюймов. При регистрации тепловых нейтронов сцинтиллятором ${}^6\text{LiJ}(\text{Eu})$ из аппаратурного распределения импульсов фотоумножителя выделяется пик энерговыделений, обусловленный реакцией (с сечением 910 барн)



Энерговыделения от гамма-квантов существенно меньше, что позволяет осуществлять их надежную режекцию. Наличие в поле излучения высокоэнергетических заряженных частиц приводит к наложению распределения энерговыделений от них на пик тепловых нейтронов, однако этот эффект можно подавить соответствующим подбором размеров сцинтиллятора и последующей обработкой аппаратурного спектра^{/2/}. Функции чувствительности (ФЧ) сферических замедлителей рассчитывались рядом

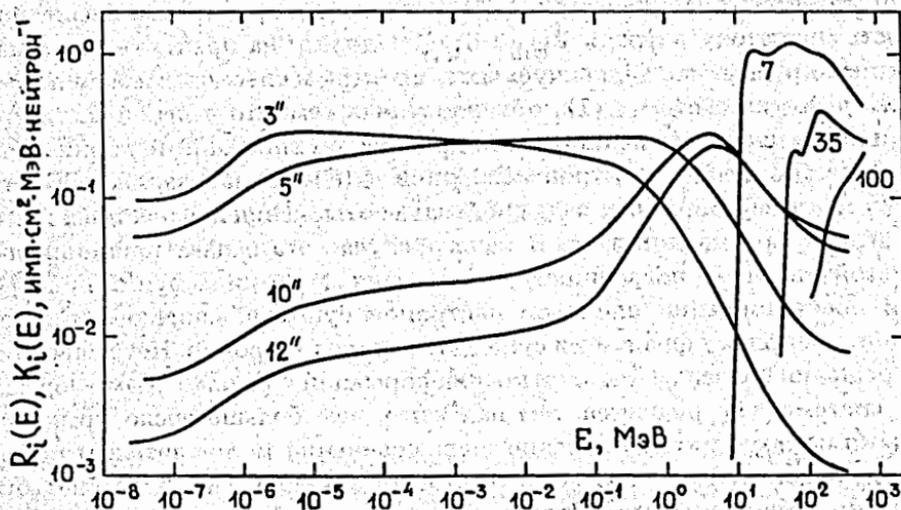


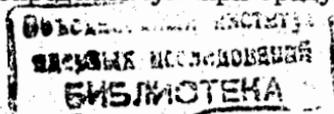
Рис.1. Функции чувствительности спектрометра Боннера для различных диаметров замедлителей (в дюймах) и ФДС (умножены на 0,1) для различных порогов регистрации нейтронов (в МэВ ээ).

авторов^{1,3,4/} и экспериментально проверялись в широком диапазоне энергий нейтронов. К сожалению, погрешности расчетов ФЧ в настоящее время не оцениваются достаточно надежно. В области же энергий более 14 МэВ экспериментальная проверка ФЧ не проводилась, хотя расчет ФЧ, например, в широко известном наборе матриц СБ^{3/}, осуществлен до энергии 400 МэВ (рис.1).

Поскольку СБ не обладает разрешающей способностью по энергии в общепринятом смысле, измерение спектров с его помощью осуществляется косвенным методом, путем решения следующей системы интегральных уравнений:

$$N_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) R_i(E) dE. \quad (1)$$

Здесь E_{\min} , E_{\max} — диапазон энергий, в котором известны ФЧ спектрометра; N_i — показание спектрометра с i -м замедлителем (имп. с⁻¹) в поле нейтронов с искомым спектром $\Phi(E)$ (нейтрон. см⁻² с⁻¹. МэВ⁻¹); $R_i(E)$ — функция чувствительности СБ с i -м замедлителем (имп. см². нейтрон⁻¹. МэВ). Для конкретного прибора $R_i(E)$ могут отличаться от расчетных на константу, определяемую при градуировке СБ на изо-



топных источниках нейтронов. N_i , строго говоря, должны соответствовать диапазону энергий E_{\min} , E_{\max} . Однако, на практике этот диапазон перекрывает подавляющую часть спектра и систематическая погрешность решения системы (1), обусловленная тем, что в левой части уравнений берутся реальные показания прибора, во внимание не принимается.

Восстановление спектров нейтронов $\Phi(E)$ по показаниям СБ относится к классу обратных задач, или задач отыскания неизвестных причин по известным следствиям. В нашем случае эта задача принципиально неустойчива из-за погрешностей измерения N_i и вида функций $R_i(E)$. При восстановлении спектров нейтронов существование решения очевидно, поскольку физически существует поле нейтронов. Неустойчивость же решения связана с недостатком информации и ее качеством. Формально, система (1) решается тем надежнее, чем больше число уравнений, однако на практике, увеличение числа уравнений (замедлителей) обычно не улучшает ситуацию из-за того, что ФЧ замедлителей перестают быть линейно независимыми. Чтобы повысить устойчивость системы (1), ее стараются доопределить, применяя различные регуляризующие алгоритмы с использованием той или иной (качественной или количественной) информации об искомом спектре.

В настоящей работе для восстановления спектров используется метод статистической регуляризации [5-7]. Суть этого метода сводится к тому, что на всем пространстве функций $\Phi(E)$ задается нормальный закон распределения плотности ее вероятности. Она определяется как суммой квадратов отклонений левых и правых частей уравнений (1), так и априорной информацией о спектре качественного характера, задаваемой в виде квадратичной формы относительно $\Phi(E)$. За решение системы (1) принимается математическое ожидание функции $\Phi(E)$, а за погрешность восстановления — ее среднеквадратичная ошибка. Качественная априорная информация задается в виде требования гладкости искомого спектра, что вытекает из физических представлений о механизме его формирования. При этом квадратичная форма определяется суммой нормы функции $\Phi(E)$ и нормами ее производных некоторых порядков, или какого-либо другого регуляризатора, приводящего к устранению из ансамбля функций $\Phi(E)$ негладких функций. Нами в качестве регуляризатора выбрана линейная комбинация нормы $\Phi(E)$ и нормы ее второй производной. В квадратичную форму входит также подгоночный параметр P , позволяющий менять соотношение между нормами $\Phi(E)$ и $d^2\Phi(E)/dE^2$ и регулировать таким образом, в определенных пределах, гладкость восстанавливаемого спектра.

В жестких полях излучения восстановление спектров с помощью СБ весьма проблематично, т.к. ФЧ стандартного набора замедлителей (без сферы диаметром 18 дюймов) в области высоких энергий становятся

практически линейно зависимыми. Поэтому для восстановления спектров, обогащенных высокоэнергетичными нейтронами, используется дополнительная априорная информация количественного характера, задаваемая в виде двух уравнений системы (1). Для получения такой информации, одновременно с измерениями СБ, в поле излучения облучается углеродосодержащий активационный детектор (УАД) с использованием реакции $^{12}\text{C}(a, X) ^{11}\text{C}$ с порогом ≈ 20 МэВ. Его измеренная активность в насыщении A (распад s^{-1}) связана со спектром $\Phi(E)$ следующим соотношением:

$$A = M \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) \sigma(E) dE, \quad (2)$$

где M — коэффициент пропорциональности; $\sigma(E)$ — сечение реакции. К сожалению, в данную реакцию дает заметный вклад заряженный компонент жесткого поля, что приводит к систематической погрешности при трактовке $\Phi(E)$ в (2) как спектра нейтронов. В слабых полях излучения приходится использовать активационные детекторы большого объема и функция $\sigma(E)$ в уравнении (2) в этом случае отличается от сечения реакции за счет поглощения нейтронов и каскадных процессов в детекторе. Тем не менее, данный метод позволяет оценить количество нейтронов с энергией более 20 МэВ в измеренном спектре и широко используется на практике.

Максимально возможная энергия нейтронов в спектре близка к энергии ускоренных частиц и может составлять десятки и сотни ГэВ в полях излучений за защитами современных ускорителей, однако вероятность появления таких нейтронов крайне мала. Основное соображение, позволяющее ограничить сверху диапазон энергий восстанавливаемых спектров состоит в том, что за толстыми боковыми защитами подавляющая часть нейтронов сосредоточена в диапазоне их энергий до нескольких сотен МэВ^{8/} и мало меняется с ростом энергии частиц пучка, что обусловлено слабой зависимостью поперечного импульса вторичного излучения от энергии частиц пучка и квазиравновесным характером формируемых в защите спектров. За защитами ускорителей на средние энергии (сотни МэВ) диапазон спектров нейтронов ограничен энергией ускоренных частиц. При восстановлении высокоэнергетичных спектров приведенные выше соображения также используются в качестве априорной информации, путем введения в систему (1) дополнительного уравнения:

$$\alpha A = M \int_{E_{\text{гр}}}^{E_{\max}} \Phi(E) \sigma(E) dE, \quad (3)$$

дение восстановленных спектров в области энергий до ~ 10 МэВ слабо зависит от $E_{гр}$ (при $E_{гр}$ 530 и 320 МэВ спектры практически совпадают), однако в области высоких энергий поведение спектров лишь качественно отражает форму искомого спектра. С уменьшением $E_{гр}$ растет погрешность восстановления и ухудшается согласие между показаниями УАД (согласие N_i для замедлителей остается хорошим). Таким образом, пример моделирования жесткого спектра показывает, что для данного класса функций $\Phi(E)$ решение системы (1) может быть не адекватным реальному спектру в области высоких энергий и очень критично к, во-многом субъективному, значению $E_{гр}$. Рандомизация N_i , моделирующая реальные погрешности их измерения, приводит к еще большему рассогласованию спектров. Такое положение со спектрометрией высокоэнергетических нейтронов не может считаться удовлетворительным, так как значительная доля эквивалентной дозы нейтронов (до 50-70%) в полях излучения за сплошными защитами ускорителей может определяться нейтронами с энергией более 20 МэВ.

В последние годы ситуация стала меняться в связи с разработкой методики измерения характеристик рассеянных полей нейтронов высокой энергии на основе счетчика с пластическим сцинтиллятором (методика ФДС — флюенс, доза, спектр)^{9, 10/}. Эта методика предназначена для работы в полях смешанного излучения, т.к. прибор сконструирован таким образом, что заряженный компонент поля, как и подавляющая часть гамма-квантов, им не регистрируются. В настоящей работе рассматривается возможность использования совместно СБ и ФДС для восстановления жестких спектров нейтронов в широком энергетическом диапазоне. Восстановление спектров по показаниям ФДС осуществляется аналогично СБ по программе "SBFDS". Никакая иная априорная информация, помимо гладкости спектра, в этом случае не используется. При восстановлении спектров измеренных ФДС решается система из 16 уравнений вида:

$$N_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) K_i(E) dE,$$

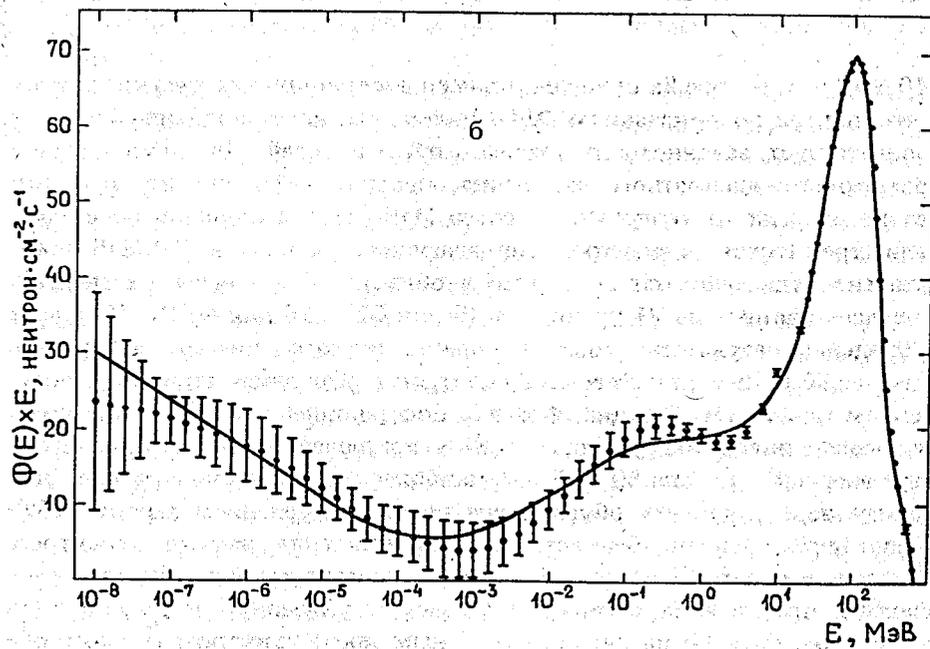
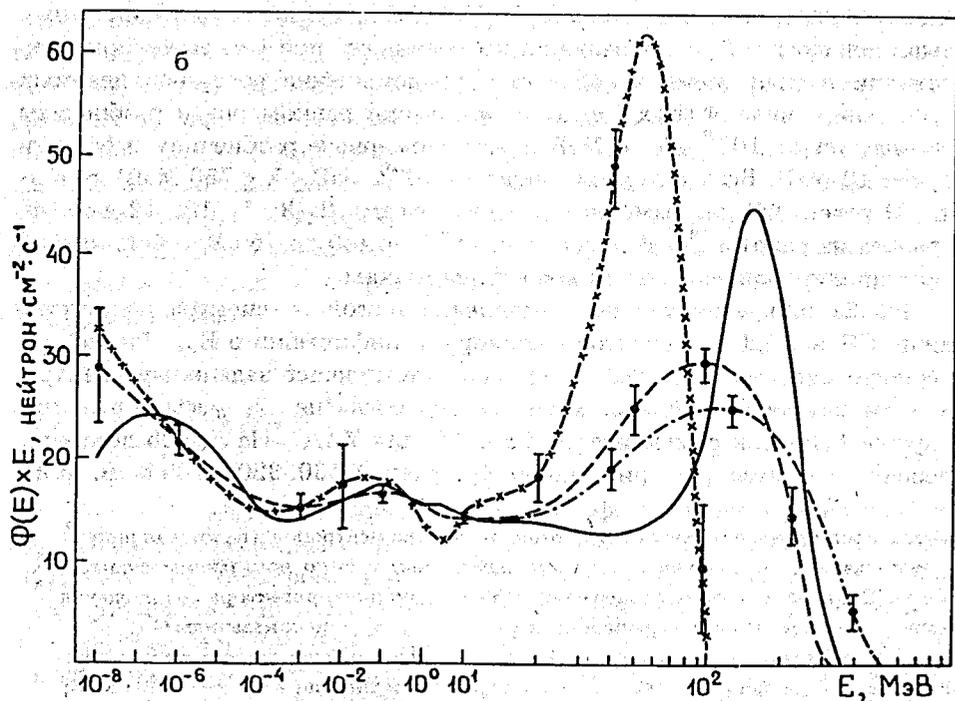
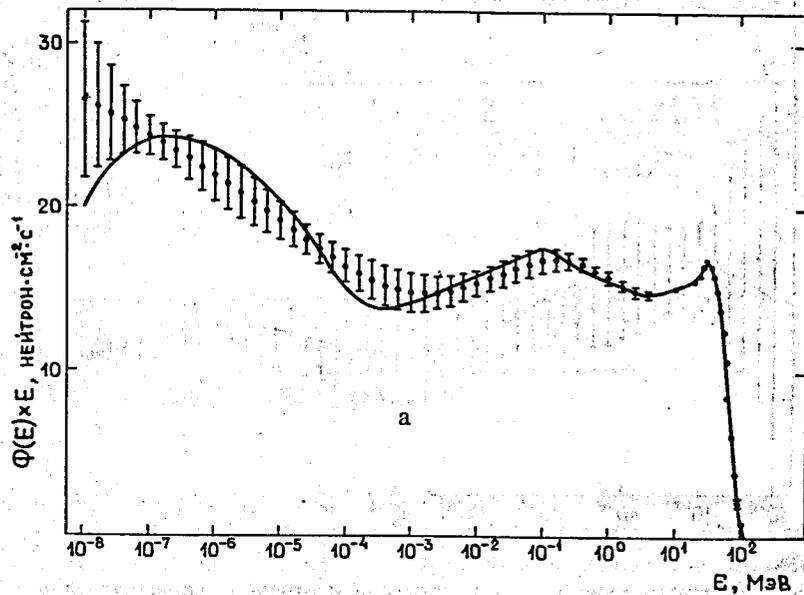
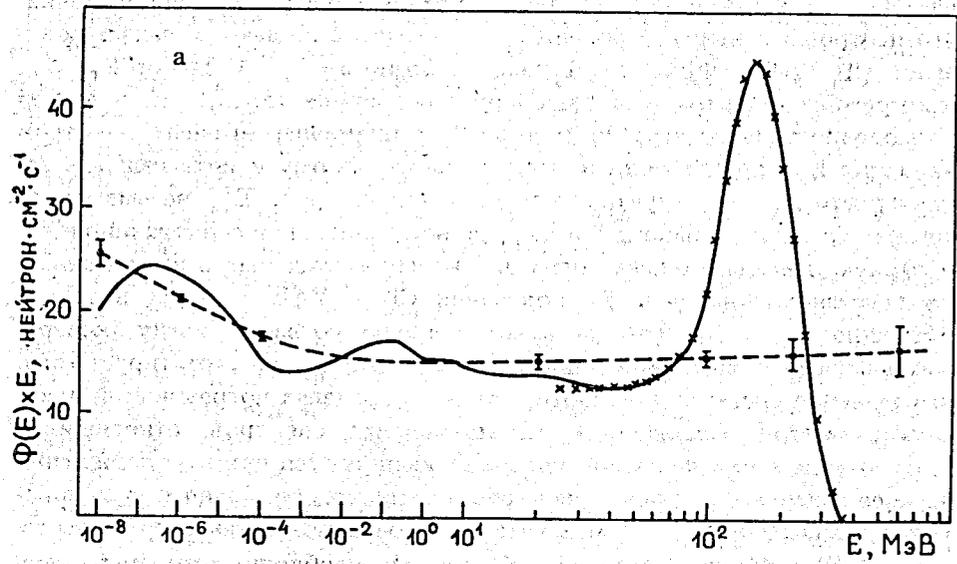
где $K_i(E)$ — энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов пластическим сцинтиллятором диаметром и высотой 120 мм (имп. МэВ·см²·нейтрон⁻¹) с i -м порогом регистрации сигналов в единицах эквивалентной энергии электронов (МэВ ээ). На рис.1 показаны, для примера, некоторые ФЧ ФДС. N_i — скорость счета при i -м пороге регистрации (имп. с⁻¹). В программе используются следующие пороги регистрации: 7, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 120,

где $E_{гр}$ — выбранное значение граничной энергии, в предположении, что нейтроны с энергией более $E_{гр}$ практически не дают вклада в показания СБ, УАД и ФДС. $\alpha \ll 1$ (нами выбрано $\alpha = 10^{-3}$). Выбор $E_{гр}$ для конкретного спектра в достаточной мере субъективен, как и выбор подгоночного параметра P , и если для низкоэнергетических спектров вариация $E_{гр}$ практически не влияет на их форму и интегральные характеристики, то в случае жестких спектров роль $E_{гр}$ весьма значительна. Критерием выбора P и $E_{гр}$ при восстановлении спектра является, в первую очередь, степень согласия экспериментальных и рассчитанных по восстановленному $\Phi(E)$ показаний СБ и УАД, а также величина погрешностей $\Phi(E)$. Тем не менее, хорошее согласие между экспериментальными и восстановленными значениями N_i не гарантирует того, что решение системы (1) соответствует в пределах погрешностей искомого спектру. Особенности восстановления спектров, относящихся к разным классам функций, наглядно выявляются при восстановлении заранее заданных тестовых спектров (метод квазиреального моделирования). Значения N_i в этом случае рассчитываются путем свертки тестового $\Phi(E)$ с ФЧ замедлителей и УАД и при необходимости рандомизируются в пределах предполагаемых погрешностей.

На рис.2 приведены примеры восстановления жесткого тестового спектра нейтронов по программе "SBFDS", реализующий описанный выше алгоритм. Для уменьшения погрешностей при численном интегрировании в программе используется представление восстанавливаемых спектров в виде $\Phi(E) \times E$ с логарифмически равномерным разбиением по энергии от 10^{-8} до 10 МэВ и неравномерным разбиением в области более 10 МэВ. Весь интервал энергий (10^{-8} МэВ $\leq E \leq 750$ МэВ) разбит на 79 точек. ФЧ для замедлителей диаметрами 2; 3; 5; 10; 12 дюймов брались из работы^{3/}. В области энергий от 400 до 750 МэВ ФЧ линейно экстраполировались по двум последним точкам.

Рис.2а иллюстрирует восстановление тестового спектра по показаниям СБ и УАД без введения априорной информации о $E_{гр}$. Видно, что решение системы уравнений (1), соответствующее заданному спектру, в этом случае не найдено, хотя степень согласия N_i весьма высокая (лучше 0,4% для замедлителей СБ и 2% для УАД). На рис.2б показаны решения системы (1) при задании $E_{гр}$ равной 530; 320 и 105 МэВ. Пове-

Рис.2. Восстановление жесткого тестового спектра нейтронов (сплошная линия) с использованием различных методик измерения: а — по показаниям спектрометра Боннера и углеродсодержащего активационного детектора без введения априорной информации о граничной энергии (— —) и по показаниям ФДС (*); б — по показаниям спектрометра Боннера и углеродсодержащего активационного детектора при различных значениях граничной энергии (—x—x— 105 МэВ; — — — 320 МэВ; - - - - - 530 МэВ).



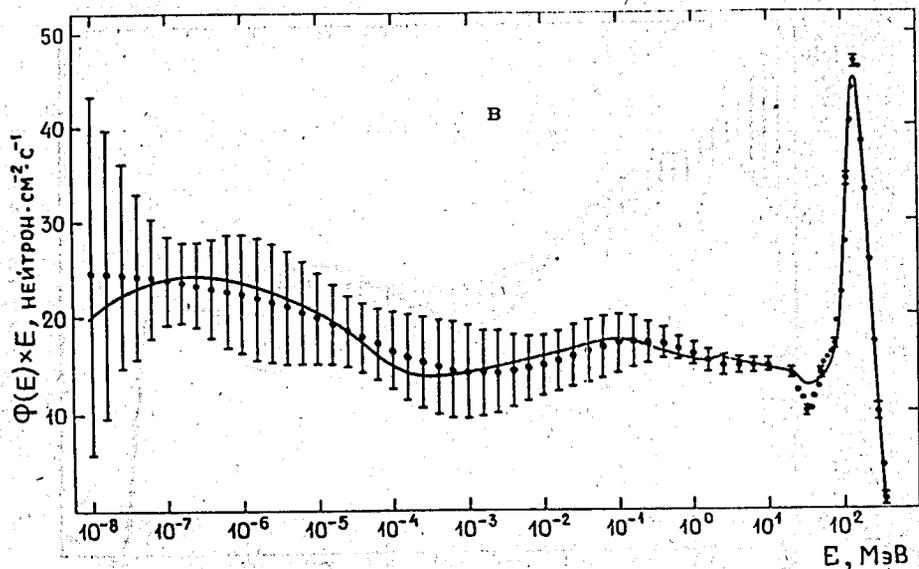


Рис.3. Восстановление тестовых спектров нейтронов (сплошная линия) по результатам совместных измерений с помощью спектрометра Боннера и ФДС: а — мягкого тестового спектра; б, в — жестких тестовых спектров.

140 МэВ ээз. На рис.2а приведен пример восстановления жесткого тестового спектра по показаниям ФДС. Видно, что восстановленный спектр соответствует заданному в пределах погрешностей. Для исследования возможности адекватного измерения спектров нейтронов во всем диапазоне энергий от тепловых до сотен МэВ было выполнено восстановление трех тестовых спектров, совпадающих в области до 10 МэВ и значительно отличающихся по форме в области более высоких энергий. Решалась система из 21 уравнения (5 для СБ и 16 для ФДС). На рис.3а приведены результаты восстановления мягкого спектра нейтронов, а на рис.3б и 3в — двух жестких спектров с различной шириной и положением максимума функции $\Phi(E) \times E$. Восстановленные спектры хорошо описывают поведение заданных $\Phi(E)$ за исключением небольшого интервала энергий в районе 50 МэВ для наиболее жесткого спектра (рис.3в). Данная нерегулярность обусловлена резким изменением характера ФЧ и методическими особенностями восстановления жестких спектров. Введение в набор ФЧ сферы 18 дюймов, очувствленной в этом диапазоне энергий, практически полностью устраняет указанную нерегулярность в тестовом спектре на рис.3в. Серьезным преимуществом совместного использования СБ и ФДС является отказ от привлечения дополнитель-

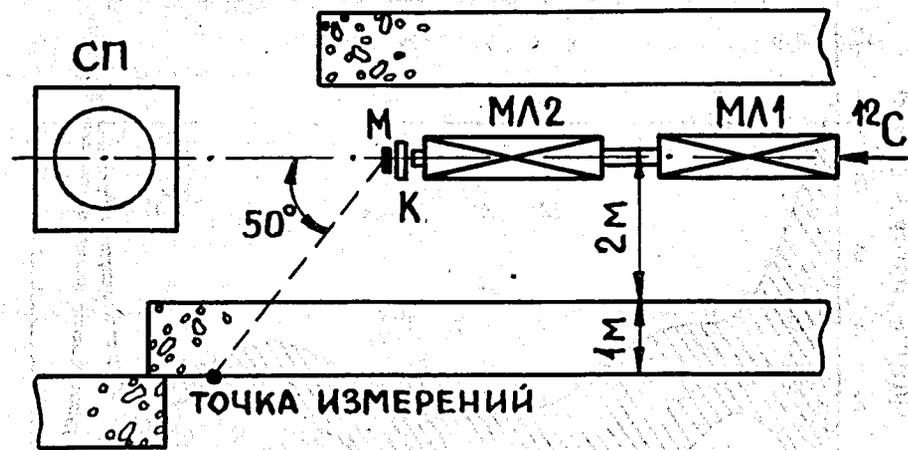


Рис.4. Геометрия измерения жесткого спектра нейтронов за защитой канала транспортировки пучков синхрофазотрона. СП — поворотный магнит; МЛ — квадрупольные магнитные линзы; М — Мишень; К — мониторинговая ионизационная камера.

ной априорной информации, а результаты квазиреального моделирования дают основание интерпретировать восстановленные спектры как истинные.

Изложенный выше алгоритм был опробован при измерении спектра нейтронов за боковой защитой канала транспортировки пучков синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Геометрия эксперимента показана на рис.4. Пучок ядер ^{12}C с энергией $3,65 \text{ ГэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ и максимальной временной растяжкой падал на свинцовую мишень поперечными размерами $15 \times 20 \text{ см}$ и толщиной по оси пучка 10 см . Измерения проводились за бетонной защитой толщиной 1 м под углом $\sim 50^\circ$ к направлению пучка. Такая геометрия обеспечивала формирование в исследуемой точке поля весьма жесткого спектра нейтронов. Определенный вклад в поле излучения (до $\sim 20\%$) вносили также многократно рассеянные нейтроны утечки из протяженной защиты канала, обусловленные потерями пучка по тракту. Мониторинг осуществлялся многосекционной ионизационной камерой при средней интенсивности пучка ядер $5,8 \cdot 10^6 \text{ ядер} \cdot \text{с}^{-1}$. Измерения выполнялись с помощью СБ, ФДС и УАД. Плотность потока нейтронов с энергией более 20 МэВ по показаниям УАД составила $(13,9 \pm 2,1) \text{ н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Плотность потока нейтронов с энергией более 26 МэВ , определенная по формуле потокомера ФДС^{9/}:

$$\Phi = 9,14 \cdot 10^{-2} \cdot (N_{10} + N_{65} + N_{90} + 1,5N_{120}) / t,$$

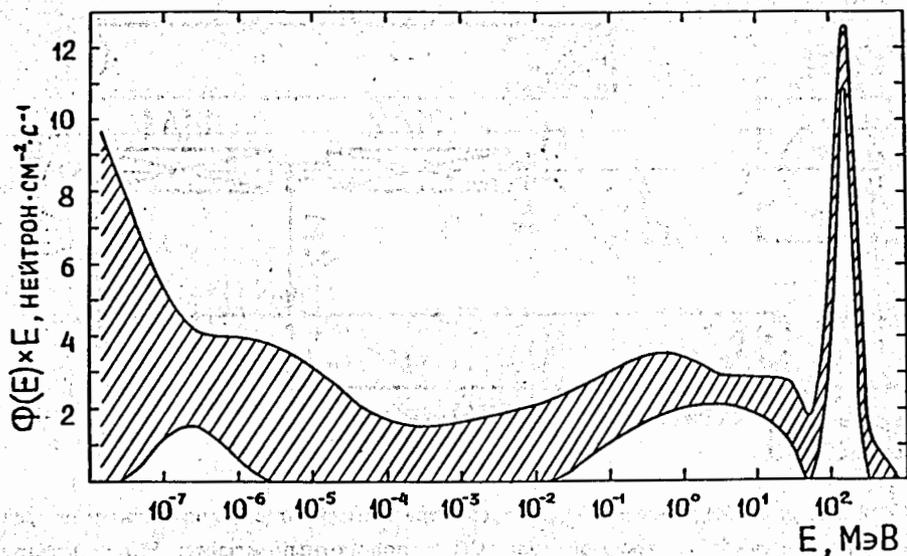


Рис.5. Спектр нейтронов, измеренный за защитой синхрофазотрона с помощью спектрометра Боннера и ФДС.

(где t — время измерения; N_i — счет ФДС при i -м пороге в единицах МэВ ээ) составила $(11,0 \pm 0,4)$ н.см $^{-2}$.с $^{-1}$. Завышение значения плотности потока, полученное по УАД, связано с присутствием в поле излучения заряженных частиц. На рис.5 представлен результат восстановления спектра нейтронов в исследуемой точке по совместным показаниям СБ и ФДС. Согласие восстановленных и экспериментальных значений N_i для замедлителей СБ не хуже 3,5% при статистической погрешности показаний СБ ~ 5%. Согласие по порогам регистрации ФДС до $i = 60$ МэВ ээ не хуже 13%, при более высоких порогах согласие ухудшается из-за плохой статистики. Для проверки возможности адекватного восстановления столь жесткого спектра (доля нейтронов с энергией более 20 МэВ в полном флюенсе составляет 23%) один из тестовых спектров был выбран близким к измеренному в эксперименте (см. рис.2 и 3в).

В целом, проведенное моделирование спектров и измерения в поле излучения за защитой показали, что объединение двух спектрометрических методик (СБ и ФДС) позволяет достоверно восстанавливать как низкоэнергетичную, так и высокоэнергетичную области нейтронных спектров, простирающихся по энергии на 11 порядков.

В работе^{/11/} предложены аппроксимации в широком диапазоне энергий коэффициентов перехода от потока к максимальной эквивалент-

ной дозе нейтронов h_m ^{/12/} и амбиентной дозе нейтронов $^*h(10)$ ^{/13/}, полученные в виде линейной комбинации показаний СБ и ФДС при совместных измерениях:

$$h_m = -5,88 \cdot 10^{-11} N_B(5'') + 2,81 \cdot 10^{-9} N_B(12'') + 1,22 \cdot 10^{-11} N_S(7) + 2,97 \cdot 10^{-11} N_S(30) + 1,02 \cdot 10^{-10} N_S(90). \quad (4)$$

$$^*h(10) = 1,53 \cdot 10^{-11} N_B(3'') - 5,26 \cdot 10^{-10} N_B(5'') + 4,07 \cdot 10^{-9} N_B(10'') - 2,36 \cdot 10^{-9} N_B(12'') + 3,38 \cdot 10^{-11} N_S(7) - 3,17 \cdot 10^{-11} N_S(35) + 4,18 \cdot 10^{-11} N_S(100). \quad (5)$$

Здесь $N_B(i)$ — показания СБ с i -м замедлителем, $N_S(i)$ — показания ФДС с i -м порогом регистрации в МэВ ээ. Мощность максимальной эквивалентной дозы нейтронов, рассчитанная по измеренному жесткому спектру за защитой синхрофазотрона, составила $(3,34 \pm 0,3) \times 10^{-3}$ Зв·час $^{-1}$. Эта же величина, вычисленная по (4), равнялась $(3,57 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$ Зв·час $^{-1}$, что говорит о корректности предложенной в^{/11/} аппроксимации. Мощность амбиентной дозы нейтронов в исследуемой точке равна при этом $(3,18 \pm 0,28) \cdot 10^{-3}$ Зв·час $^{-1}$.

В заключение авторы выражают благодарность В.П.Бамблевскому, А.Н.Резунику, В.А.Куликову за помощь в проведении эксперимента и Л.А.Лосевой за помощь при оформлении рукописи к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bramblet R.L., Ewing R.I., Bonner T.W. — Nucl.Instr. and Meth., 1960, v.9, No.1, p.1.
2. Белогорлов Е.А. и др. — Препринт ИФВЭ 85-3. Серпухов, 1985.
3. Awchalon M., Sanna R.S. — Radiation Protection Dosimetry. 1985.
4. Zaborowski H.L. — Report CEA-N-2241. CEA-France, 1981.
5. Турчин В.Ф., Козлов В.П., Малкевич М.С. — УФН, 1970, № 102, с.345.
6. Туровцева Л.С., Турчин В.Ф. — Препринт ИПМ АН СССР № 30, М., 1971.
7. Туровцева Л.С. — Решение обратных некорректных задач методом статистической регуляризации (программа ОБР-23). Препринт ИПМ АН СССР. М., 1975.
8. Кимель Р.Л. — Физические аспекты защиты протонных ускорителей высоких энергий. М.: Атомиздат, 1976, с.68.
9. Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. — ПТЭ, 1989, № 3, с.42.

10. Timoshenko G.N., Krylov A.R. — Radiation Protection Dosimetry, 1990, v.30, No.2, p.107.
11. Aleinikov V.E., Krylov A.R., Timoshenko G.N. — Radiation Protection Dosimetry, 1990, v.30, No.4, p.267.
12. Нормы радиационной безопасности НРБ-76/87. Основные санитарные правила ОСП-72/87. М.: Энергоатомиздат, 1988.
13. ICRU Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources. Report 39 (Bethesda, MD: International Commission of Radiation Units and Measurements), 1985.

**Рукопись поступила в издательский отдел
22 апреля 1991 года.**