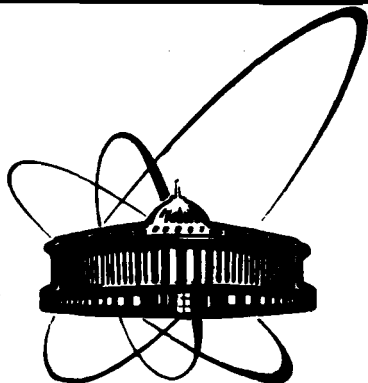


89-628



сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

К 85

16-89-628

А.Р.Крылов, В.П.Бамблевский, Г.Н.Тимошенко

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ
НА УСКОРИТЕЛЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Проверка алгоритма расчета характеристик полей
рассеянного нейтронного излучения

за защитами ускорителей

1989

Для проверки расчетов защит наиболее пригодны так называемые базовые эксперименты по исследованию пространственных или спектральных характеристик полей рассеянного излучения, выполненные в относительно простых и типичных геометриях "источник-защита" и обладающие полной исходной информацией. К сожалению, постановка таких экспериментов на действующих ускорителях, как правило, связана со значительными трудностями, вследствие чего надежный экспериментальный материал в области высоких энергий весьма ограничен. На синхротроне ЦЕРН в 1964 г. был проведен базовый эксперимент по исследованию межъядерного каскада, развивающегося в толстом железном поглотителе при падении на него узких пучков протонов с импульсами 10 ГэВ/с и 19,2 ГэВ/с^{1/1}. Геометрия эксперимента приведена на рис.1. Изучение продольного и поперечного развития каскада проводилось с помощью активационных углеродсодержащих детекторов диаметром 4,2 см и толщиной 1 см. Детекторы размещались в промежутках шириной 3 см между железными пластинами размером 1 x 1,6 м². Помимо протонов в пучках присутствовало 10% примеси нейтронов высокой энергии. Так как основная часть каскада развивается внутри узкого конуса, то при расчетах глубинного распределения флюэнсов нейтронов с энергией более 20 МэВ по оси пучка (программа BEAM) для сравнения с экспериментом учитывалось поперечное распределение флюэнсов нейтронов в пределах размеров детекторов. Программа BEAM предназначена для расчета гомогенной защиты, поэтому для учета влияния щелей между железными пластинами на развитие межъядерного каскада реальный поглотитель моделировался в расчетах сплошным железным поглотителем с теми же геометрическими размерами, но эффективное макросечение неупругого взаимодействия нейтронов с железом определялось из следующего условия:

$$M_{\text{эфф.}} Z = M_{\text{Fe}} Z_{\text{Fe}} + M_{\text{B}} Z_{\text{B}},$$

где Z - расстояние от точки падения пучка на поглотитель до детектора; Z_{Fe} , Z_{B} - соответственно суммарные толщины железа и воздуха на этом расстоянии. При расчетах учитывались следующие компоненты: нук-

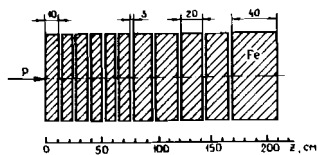
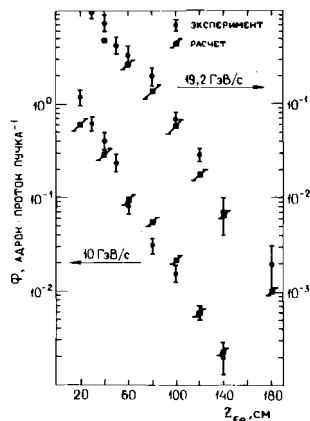


Рис.1. Геометрия эксперимента на протонном синхротроне по измерению пространственных распределений флюенсов адронов внутри массивного железного поглотителя.

Рис.2. Сравнение расчетных и экспериментально измеренных пространственных распределений флюенсов адронов (с энергиями более 20 МэВ) вдоль оси пучков протонов с импульсами 10 ГэВ/с и 19,2 ГэВ/с внутри железного поглотителя.



лоны пучка, прошедшие до глубины Z без взаимодействия, и каскадные нейтроны, образованные провзаимодействовавшими на длине Z нуклонами пучка. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов приведено на рис.2. На больших толщинах поглотителя (более ~ 1 метра) наблюдается хорошее согласие как по абсолютным значениям флюенсов, так и по характеру ослабления излучения в защите. При малых толщинах занижение расчетных величин объясняется неучетом заряженного компонента межъядерного каскада, чей вклад в активацию детекторов растет с уменьшением Z . В работе [1] приводятся оценки соотношений между заряженным и нейтральным компонентами вдоль оси Z . Результаты расчетов, скорректированные с учетом этих оценок, хорошо согласуются с экспериментом во всем диапазоне толщин.

В эксперименте за двухметровой бетонной защитой фазотрона ЛЯП ОИЯИ на энергию протонов 0,66 ГэВ исследовались пространственные распределения флюенсов адронов с энергией более 20 МэВ на внешней поверхности защиты с помощью углеродсодержащих активационных детекторов [2]. Геометрии эксперимента представлены на рис.3. В геометрии 1 пучок протонов падал на защиту под углом 30° ; в геометрии 2 источником являлось вторичное адронное излучение, генерируемое протонами в медной мишени полного поглощения (ϕ 12 см, толщина 30 см). Вклад заряженных частиц в полный флюенс адронов за защитой не превышал 11% и 4% в геометриях 1 и 2 соответственно. Расчет флюенсов нейтронов за защитой в геометрии 1 проводился по программе BEAM. Расчеты для геометрии 2 выполнялись по программам IONCAS и MAIN. Вычисление двойных дифференциаль-

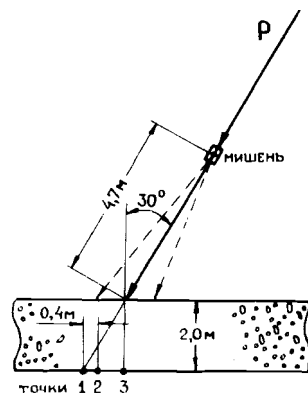


Рис.3. Геометрия экспериментов за 2-метровой бетонной защитой фазотрона на энергию протонов 0,66 ГэВ.

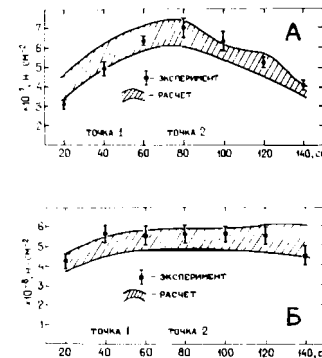


Рис.4. Экспериментальное пространственное распределение флюенсов адронов и аналогичное расчетное распределение флюенсов нейтронов (с энергиями более 20 МэВ) на внешней поверхности защиты фазотрона в геометрии 1 (А) и геометрии 2 (Б).

ных распределений нуклонов из источника вторичного излучения по программе IONCAS проводилось в приближении двух столкновений. При расчетах по программе MAIN минимальная энергия в спектрах падающего на внутреннюю поверхность защиты нейтронного излучения бралась равной 100 МэВ. Учитывалось также влияние части пучка, прошедшей мимо мишени в геометрии 2. На рис.4 представлено сравнение расчетных и измеренных пространственных распределений флюенсов нейтронов (адронов) за защитой, приведенных на один упавший на мишень или защиту протон пучка. Коридор неопределенности расчетов определяется погрешностями численного интегрирования. Рис.4 демонстрирует согласие расчетных и экспериментальных данных в пределах их погрешностей в геометриях, моделирующих достаточно общую и нетривиальную ситуацию (существенная роль межъядерного каскада и ионизационных потерь в мишени, падение излучения на защиту под углом, суммарная толщина защиты и мишени $\sim 7\lambda$). Счетное время, затраченное для расчета спектра нейтронов в одной точке, ~ 5 минут.

В работе [3] описаны защитные эксперименты, выполненные на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ в 3 различных геометриях при энергиях протонов, α -частиц и ядер ^{12}C 3,65 ГэВ/нуклон. В геометрии 1 за сплошной трехметровой бетонной защитой кабины экспериментаторов измерялся флюенс адронов с энергией более 20 МэВ. На защиту под углом $24 \pm 1^\circ$ пада-

Таблица

геометрия измерений	флюенс частиц с $E > 20$ МэВ, $\text{см}^{-2}\cdot\text{ядро}^{-1}$	
	расчет (нейтроны)	эксперимент (адроны)
боковая защита канала толщиной 1 метр:		
а) $\theta = 63 \pm 2^\circ$	$(4.16 \pm 0.25) \cdot 10^{-6}$	$(3.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-6}$
б) $\theta = 90 \pm 1^\circ$	$(2.59 \pm 0.43) \cdot 10^{-6}$	$(2.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$
боковая защита кабины толщиной 3 метра, $\theta = 38 \pm 2^\circ$:		
а) протоны	$(3.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-9}$	$(4.0 \pm 2.5) \cdot 10^{-9}$
б) α -частицы	$(2.08 \pm 0.02) \cdot 10^{-8}$	$(1.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-8}$

Экспериментальные и расчетные значения флюенсов адронов (нейтронов) за защитами синхрофазотрона. Энергия ускоренных ядер 3,65 ГэВ/н, мишень - Cu 10×13 см.

до вторичное излучение, генерируемое под углом $38 \pm 2^\circ$ в толстой медной мишени, облучаемой протонами и α -частицами. В геометрии 2 измерялись флюенсы и эквивалентные дозы адронов за боковой бетонной защитой канала транспортировки пучков толщиной 1 метр. На пучке ядер ^{12}C устанавливалась толстая медная мишень. Измерения выполнялись с помощью углеродсодержащих активационных детекторов и спектрометра Боннера в двух точках за защитой, под углами $63 \pm 2^\circ$ и $90 \pm 1^\circ$ к направлению пучка. Результаты обоих экспериментов и расчетные значения флюенсов нейтронов в точках измерений представлены в таблице. Отличия расчетных и экспериментальных величин не превышают 25%.

Особое внимание в работе^{3/} было уделено изучению характеристик поля рассеянного излучения за локальной двухметровой бетонной ловушкой пучка ядер ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон (рис.5). За защитой измерялось пространственное распределение в горизонтальной плоскости флюенсов адронов с энергией более 20 МэВ углеродсодержащими активационными детекторами. Спектральный состав поля в области за защитой в направлении оси пучка сильно обогащен высокоэнергетичными нейтронами, и вклад заряженных частиц в общий флюенс адронов достигает $\sim 25\%$. Весьма

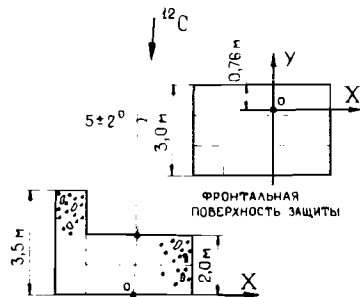


Рис.5. Геометрия эксперимента на синхрофазотроне по измерению пространственного распределения флюенсов адронов за защитой, облучаемой пучком ядер ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/н.

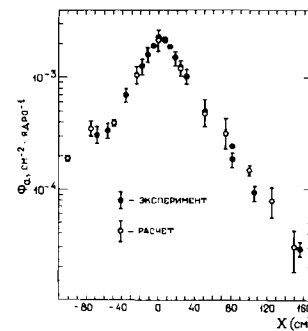
существенную роль в формировании такого поля играют фрагменты ядер ^{12}C и кумулятивный эффект при образовании адронов под малыми углами в ядро-ядерных соударениях. При расчетах характеристик поля излучения за защитой использовались экспериментальные данные о сечениях фрагментации ^{12}C с энергией 1,05 - 2,1 ГэВ/нуклон^{4/}. Зависимость сечений от атомных весов ядер-элементов, входящих в состав бетона, аппроксимировались следующим выражением согласно гипотезе о слабой факторизации^{5/}:

$$\sigma_B^i = \sigma_M^i (A_B^{1/3} + A_C^{1/3} - \delta) / (A_M^{1/3} + A_C^{1/3} - \delta),$$

где σ_B^i , σ_M^i - сечения образования i -го фрагмента в бетоне с эффективным атомным весом A_B и в веществе с атомным весом A_M ; A_C - атомный вес ядра-снаряда; δ - подгоночный параметр.

Рис.6 демонстрирует хорошее согласие расчетного и экспериментального распределения флюенсов как по абсолютной величине, так и по форме. Погрешности расчета обусловлены численным интегрированием. Эквивалентная доза нейтронов с энергией более 20 МэВ в точке за защитой с координатами $X = 6$ см, полученная путем свертки измеренного спектра нейтронов с энергетической зависимостью удельной эквивалентной дозы, составляет $(1 \pm 0,2) \cdot 10^{-12}$ Зв·ядро $^{-1}$, а её расчетное значение - $(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-12}$ Зв·ядро $^{-1}$.

Как видно из вышеизложенного, проверка расчетов характеристик поля рассеянного излучения за защитами и ловушками пучков осуществлена в широком диапазоне энергий первичных частиц (0,66 - 20 ГэВ) и толщин защит (2λ - 12λ) для различных защитных материалов (бетон, железо) и геометрий "источник-защита". Проверка расчетов для более высоких энергий и тяжелых ядер невозможна в настоящее время из-за отсутствия экспериментальных данных. Однако, учитывая высокие энергетические границы применимости подпрограмм, вычисляющих двойные дифференциальные сечения образования адронов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях, а также обоснованность термодинамической модели "файрстрик"



для тяжелых ядер, можно допустить возможность использования предложенного алгоритма расчетов защит на установке "Супер-нуклотрон". При этом следует учесть тот факт, что на ускорителях релятивистских ядер, как правило, наиболее радиационно

Рис.6. Сравнение расчетного пространственного распределения флюенсов нейтронов с экспериментальным распределением флюенсов адронов (с энергиями более 20 МэВ) за защитой синхрофазотрона.

опасным и, следовательно, определяющим конструкцию защит является режим ускорения протонов или легких ядер (до ^{12}C) из-за высокой интенсивности их пучков. Точность расчетов по алгоритму, изложенному в работе /6/, по крайней мере в данной области энергий и атомных весов ядер-снарядов вполне удовлетворяет требуемым нормативам и не уступает точности расчетов методами статистического моделирования, однако достигается при значительно меньших затратах машинного времени даже для малых толщин защит.

Авторы благодарят Лосеву А.А. за помощь в оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Geibel et al. Nucl. Instr.& Methods, 32 (1965), p.45.
2. В.Е.Алейников, М.М.Комочков, А.Р.Крылов, Г.Н.Тимошенко. ОИЯИ, Р16-11891, Дубна, 1978.
3. В.П.Бамблевский, А.Р.Крылов, Г.Н.Тимошенко. ОИЯИ, I6-88-613, Дубна, 1988.
4. D.L.Olson et al. Phys. Rev., C28, N4 (1983), p.1602.
5. J.Gugnon, R.Sartor. Phys. Rev., C21 (1980), p.2342.
6. А.Р.Крылов. Сообщение ОИЯИ I6-89-626, Дубна, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 августа 1989 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.