

С 349 а

3-507

142/1-41



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ОТДЕЛ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

P16-5383

**М. Зельчинский, С. Пшона, М.М. Комочков,
Б.С. Сычев, А.П. Череватенко**

**ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 200 МЭВ**

Дубна 1970

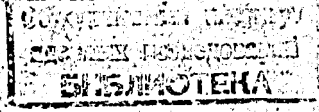
P16-5383

М. Зельчинский*, С. Пшона*, М.М. Комочков,
Б.С. Сычев, А.П. Череватенко

ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 200 МЭВ

Направлено в АЭ

* Институт ядерных исследований, Свердловск, ПНР.



Для прогнозирования радиационной вредности рассматриваемого проникающего излучения, а следовательно, и для определения допустимой плотности потока частиц в условиях хронического облучения необходимо знать глубинное распределение дозы и фактора качества частиц, ионизирующих ткань.

Предварительные расчёты по определению вышеупомянутых характеристик для нуклонов с энергией порядка сотен Мэв были предприняты Мальвеем и Нэри уже в 1957 году ^{/1/}. На основании этих расчётов Международная комиссия радиологической защиты (МКРЗ) разработала рекомендации допустимых значений плотности потока протонов и нейтронов высоких энергий ^{/2/}. Впоследствии определению тканевой дозы и фактора качества протонов был посвящен ряд теоретических ^{/3-9/} и экспериментальных ^{/10-14/} работ. Теоретические расчёты проведены с использованием метода Монте-Карло, причем больше всего расчётных данных существует для геометрии облучения бесконечного плоского фантома широким пучком протонов. Большинство экспериментов выполнено при использовании рекомбинационного метода для небольших фантомов при конечных размерах пучка.

Расчётные данные обладают достаточной полнотой и подробностью, в силу чего ими удобно пользоваться для практических целей. Однако приближения, принимаемые при расчётах, особенно при выборе параметров ядра и возможных каналов ядерных взаимодействий, приводят к неопределённости рассчитываемых дозовых характеристик, в связи с чем характеристики, приводимые различными авторами, отличаются между собой и особенно сильно отличаются от значений, рекомендованных МКРЗ.

Какие расчёты наиболее верны, может решить эксперимент. Но сопоставление расчётов с данными известных до настоящего времени экспериментальных работ^{/10-14/} нельзя провести корректно, ввиду отличия условий, для которых проведены расчёты и эксперименты.

Целью настоящей работы является экспериментальное определение основных дозовых параметров протонов высоких энергий в условиях облучения, соответствующих условиям, для которых имеются подробные теоретические расчёты, а именно, сопоставимых с условиями нормального падения широкого пучка моноэнергетических протонов на бесконечную тканезквивалентную пластину толщиной 0,3 м.

В эксперименте был использован фантом размерами 1 x 1 x 0,3 м, наполненный жидкостью с атомным составом $C_5H_{40}O_{18}N$. Энергия протонов, которыми облучался фантом, избрана так, чтобы пробег протонов не превышал толщины фантома. Схема транспортировки пучка представлена на рис. 1. Протоны с энергией 660 ± 6 Мэв, выведенные из синхроциклотрона ОИЯИ, тормозились в полиэтиленовом поглотителе и после отклонения в магнитном поле направлялись через коллиматор диаметром 5 см и длиной 2 м на фантом, перпендикулярно его большим плоскостям. Энергия заторможенных протонов определялась по их импульсу в магнитном поле поворотного магнита и оказалась равной 209 ± 9 Мэв.

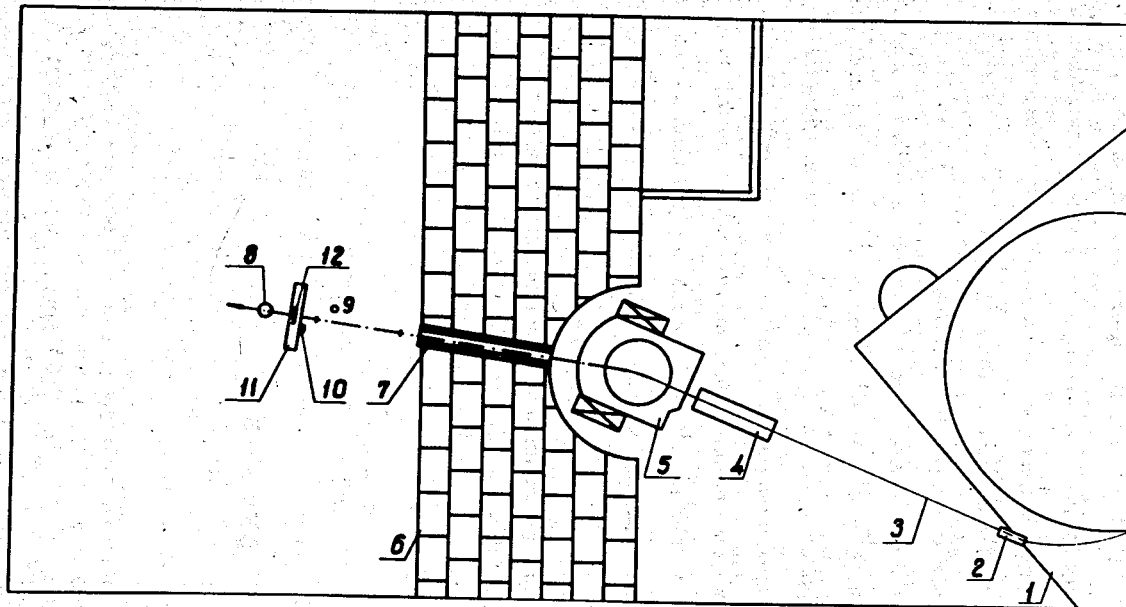


Рис. 1. Геометрия эксперимента. 1 - камера ускорителя, 2 - магнитные насадки, 3 - пучок протонов, 4 - полиэтиленовый замедлитель, 5 - отклоняющий магнит, 6 - защитная стена, 7 - коллиматор, 8,9,10 - мониторы, 11 - фантом, 12 - ионизационная камера.

Поток протонов измерялся с помощью релятивистских ядерных эмульсий, размещенных на выходе коллиматора и на поверхности фантома, и составлял $\Phi = (2,6 \pm 0,2) \cdot 10^6$ прот/сек. Глубинное и радиальное распределения мощности дозы и фактора качества определялись с помощью плоской ионизационной камеры, дистанционно перемещаемой вдоль главных осей фантома. Стенки и электроды камеры выполнены из тканеэквивалентного материала с атомным составом $C_{29} H_{40} N$. Газ, наполняющий камеру, представляет собой смесь пропана и азота в пропорции 1:1. Давление смеси $3,4 \cdot 10^5$ н/м². Чувствительный объем камеры равен 23 см³, диаметр электродов - 8,5 см, зазор между электродами - 2 мм. Ток ионизационной камеры измерялся в двух режимах работы: в режиме насыщения, практически обеспечиваемом приложением между электродами напряжения $U_H = 800$ вольт, и в линейном режиме колонной рекомбинации /13/ при напряжении между электродами камеры $U_p = 52$ в.

Ток камеры измерялся с помощью электрометра и регистрировался на самописце параллельно с записью показаний мониторов.

Мощность тканевой дозы и фактор качества излучения определялись из соотношений:

$$P = K J_H, \quad (1)$$

$$QF = A - B f, \quad (2)$$

где $f = \frac{J_p}{J_H}$ - эффективность собирания ионов в режиме рекомбинации;

J_H - ток насыщения; $K = (87,5 \pm 5)$ мрад/час-пикоампер; $A = 31,4$;
 $B = 32$ - коэффициенты, полученные из градуировочных данных.

Независимость эффективности собирания ионов от мощности дозы, т.е. пренебрежимость вклада объемной рекомбинации ионов в камере была проверена нами в широком диапазоне плотности потока протонов в предыдущей работе /14/ и полностью обеспечена.

На рис. 2 представлено глубинное распределение тока насыщения и эффективности собирания ионов по оси пучка в фантоме. Радиальное распределение мощности дозы на поверхности фантома и на глубине $h = 5$ см представлено на рис. 3. Распределения получены на основе измерения токов камеры на различных расстояниях от оси пучка. Поперечные размеры камеры при этом учитывались из уравнения (3), решаемого методом последовательных приближений. Геометрические параметры, входящие в уравнение (3), объясняет рис. 4.

$$\bar{P}(y, h) = \frac{2}{\pi R_0^2} \int_{r=y-R_0}^{r=y+R_0} p(r, h) r \alpha dr = \frac{2}{\pi R_0^2} \int_{y-R_0}^{y+R_0} r p(r, h) \arccos \frac{y^2 - R_0^2 + r^2}{2yr} dr \quad (3)$$

Здесь $\bar{P}(y, h)$ - средняя мощность поглощенной дозы, регистрируемая плоской камерой радиуса R_0 , находящейся на расстоянии y от оси пучка на глубине h ; $p(r, h)$ - мощность дозы на расстоянии r от оси пучка на глубине h фантома. Распределение $p(r, h)$ представляет собой мощность дозы в любой точке бесконечного плоского тканеэквивалентного фантома при облучении фантома узким пучком протонов. С помощью этого распределения можно найти мощность дозы в бесконечном плоском фантоме при облучении фантома пучком произвольного профиля - для этого достаточно произвести интегрирование по плоскости, ограниченной профилем поперечного сечения пучка. В частности, для бесконечно широ-

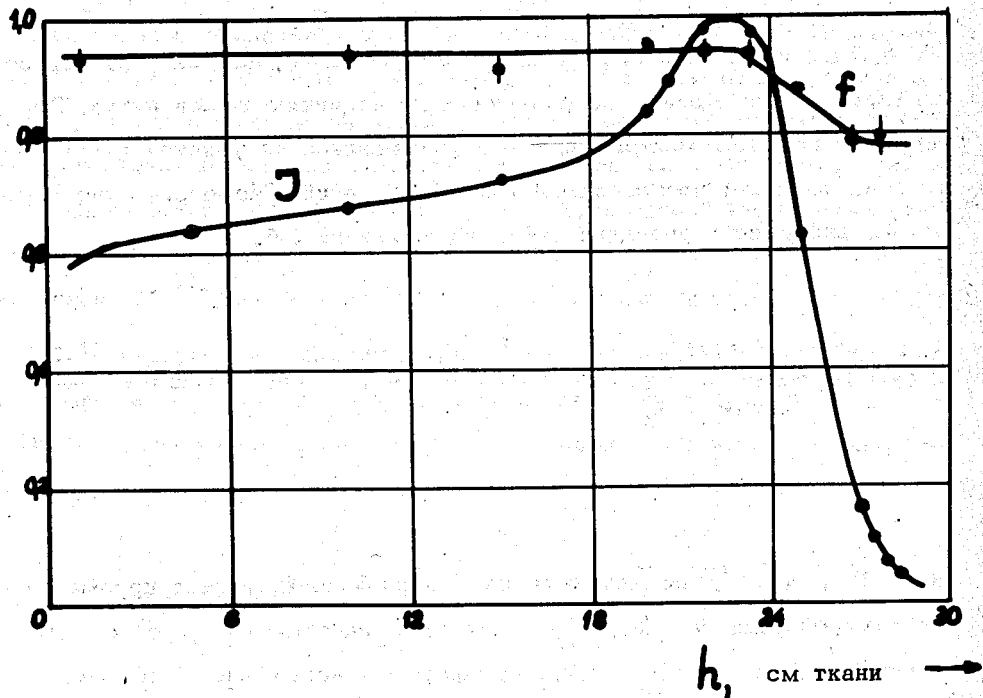


Рис. 2. Глубинное распределение эффективности собирания ионов и тока насыщения камеры по оси пучка.

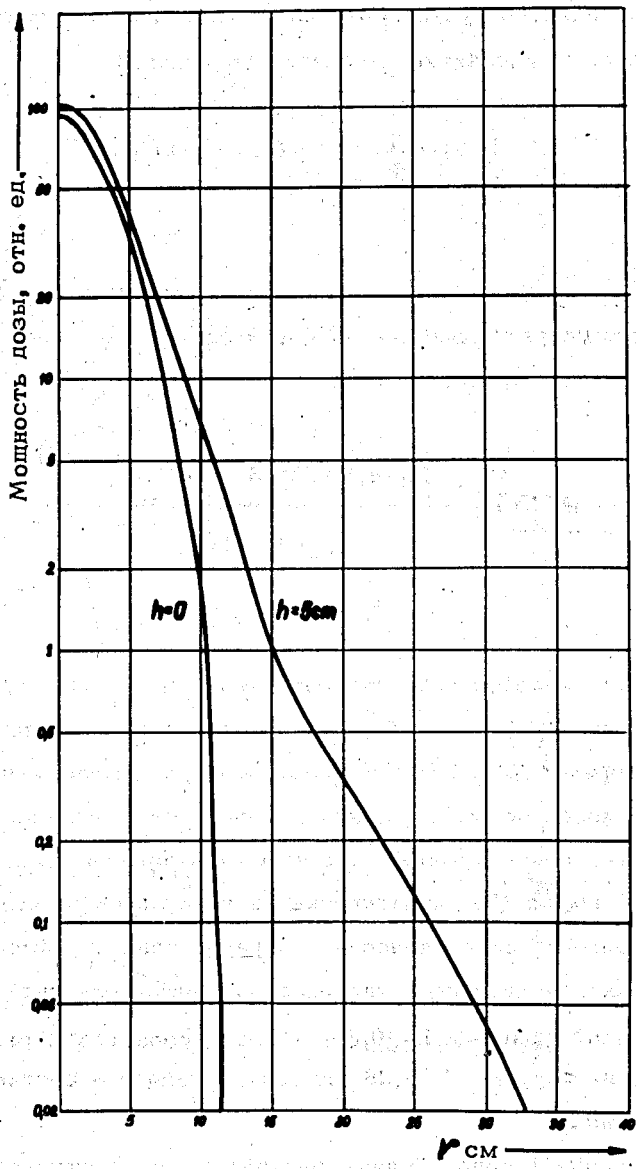


Рис. 3. Радиальное распределение мощности дозы на поверхности фантома и на глубине 5 см ткани.

кого параллельного пучка протонов с единичной плотностью потока мощность дозы рассчитана согласно уравнению:

$$P(h) = \frac{1}{\Phi} \int_0^{\infty} p(r, h) 2\pi r dr. \quad (4)$$

Используя принцип суперпозиции для тока насыщения и отдельно для тока в режиме рекомбинации, находим фактор качества на глубине для бесконечно широкого пучка:

$$QF(h) = \frac{\int_0^{\infty} p(r, h) [A - B f(r, h)] r dr}{\int_0^{\infty} p(r, h) r dr}, \quad (5)$$

где $f(r, h)$ - эффективность собирания ионов, создаваемых излучением в точке (r, h) при облучении фантома узким пучком.

Экспериментально обнаружено некоторое уменьшение эффективности собирания ионов по мере удаления камеры от оси пучка, однако, ввиду резкого радиального уменьшения дозы фактор качества, рассчитанный согласно формуле (5), практически не отличается от фактора качества, определенного по эффективности собирания ионов в камере, находящейся на оси пучка. Фактор качества оказался лишь незначительно изменяющимся с глубиной и равным $1,4 \pm 0,3$ бэр/рад и возрастает в районе пика Брегга. За пиком, на глубине $h = 28$ см фактор качества составлял $QF = 5,5 \pm 2,5$ бэр/рад.

В таблице 1 сопоставлены результаты настоящих измерений, отнесенных к широкому пучку, с результатами других работ. В качестве сопоставляемых параметров избраны: мощность дозы, поглощенной на

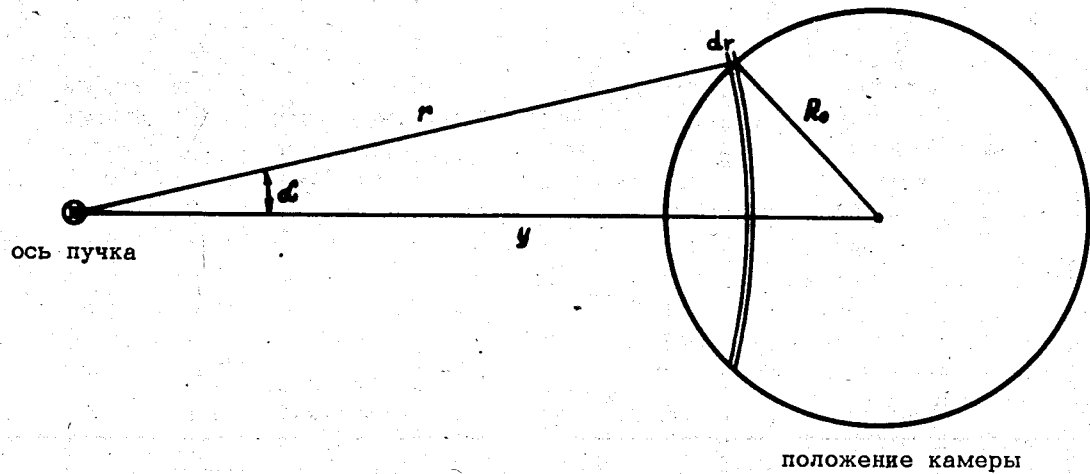


Рис. 4. К расчёту мощности дозы в точке, отстоящей на расстоянии r от оси пучка.

Таблица 1

Фактор качества (QF) и мощность дозы (P) в фантоме, облучаемом широким пучком протонов с единичной плотностью потока (нормальное падение)

№№ пп	E _p , Мэв	h см	QF бэр/рад	P рад прот. см ⁻²	Тип фантома	Материал фантома	Год	Лит. ссылка	Метод	Примечания
1	209	0,26	1,7	145	Бескон. пластина 0,3 м	Мягкая ткань	1957	1,2	Теор. оценка	Рек. МКРЗ
2	209	5	1,5	80	-	-	1964	4	Монте Карло	
3	209	5	1,32	84	-	-	1963	3	-	
4	209	(макс)	1,36	86	-	-	1966	5	-	
5	200	5		86	-	-	1964	8	-	
6	209	0,30	-1,26	-120	-	-	1969	9	расчет	
7	250	10	-1,33	88	Эллипт. цилиндр 0,2 x 0,4 x 0,7 м	-	1966	6	расчет	
8	260	0,30		84	Пластины	Полиэтилен	1965	12	эксперим.	
9	260	5	1,2 _{+0,2}		Цилиндр 0,35 x 0,9 м	Вода	1967	14	Рекомбин. камера	
10	196 ₊₁₀	5	1,55 _{+0,25}		Пластина 1 x 1 x 0,3 м	Тканевая жидкость	1968	16	Сцинтилл.	
11	209 ₊₉	5 _{+0,3}	1,4 _{+0,25}	81 ₊₈	-	-	1968		Рекомб. камера	Настоящая работа

глубине $h = 5$ см плоского фантома, облученного потоком протонов единичной плотности, и фактор качества также на глубине 5 см.

В согласии с результатами нашего эксперимента находятся результаты расчётов Зерби и Кинней^{/3/}. Данные расчётов Нойфельда и др.^{/4,5,6/}, за исключением фактора качества за пробегом протонов, также согласуются с экспериментом. Однако данные, представленные в рекомендациях МКРЗ, расходятся с данными эксперимента. Это расхождение, превышающее погрешности эксперимента, по-видимому, обусловлено слишком пессимистичными допущениями, положенными в основу расчётов в работе^{/1/}, и требует пересмотра рекомендаций относительно предельно допустимых уровней плотности потока протонов высоких энергий.

Условия выполненных нами исследований лишь незначительно отличаются от условий, принятых при расчётах^{/3-8/}. Эти отличия не оказывают существенного влияния на корректность проводимых нами сравнений. Различие в размерах фантома при оценке мощности дозы может привести к расхождению не более 1%; как видно из рис 5, вклад в интегральную мощность дозы от отдаленных областей фантома пренебрежимо мал - фантом размерами 1 м x 1 м хорошо аппроксимирует бесконечную пластину. Измерения показывают также незначительное влияние размеров фантома на определяемое значение фактора качества. Наличие газовой полости не вносит значительных искажений в распределение мощности дозы в эффективной линейной передаче энергии (ЛПЭ) частиц, особенно там, где эти параметры практически постоянны по глубине. В точках, отдаленных от поверхности фантома и от глубины, соответствующей пику Брегга, ошибка за счёт присутствия газовой полости не превышает 1%. Замена кислорода на углерод в тканезквивалентном материале электродов и стенок камеры практически не влияет на мощность дозы и на ЛПЭ ионизирующих частиц в газовом объеме камеры вследст-

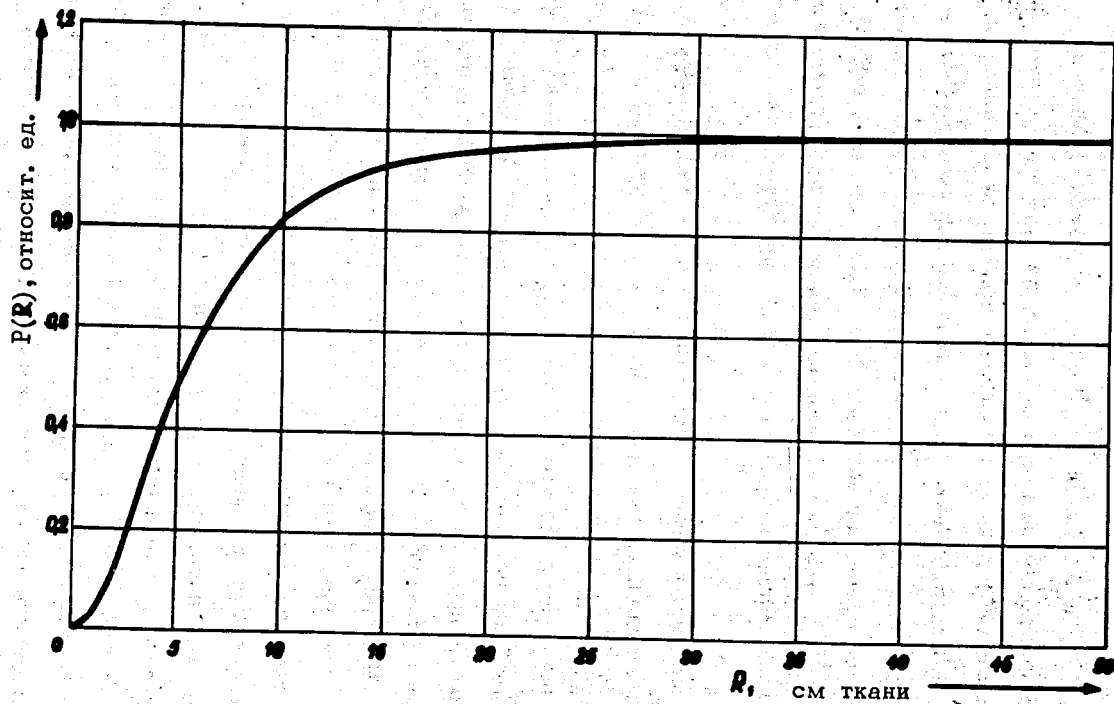


Рис. 5. Мощность дозы $P(R) = \int_0^R p(r) 2\pi r dr$ как функция радиуса интегрирования.

вие подобия процессов взаимодействия протонов рассматриваемой энергии с ядрами углерода и кислорода. Небольшая масса электродов по сравнению с общей массой тканезквивалентной жидкости в фантоме делает эту ошибку пренебрежимой. Различие в форме зависимости QF -ЛПЭ, определяющей фактор качества излучения ^{/15/}, может внести расхождение при определении фактора качества протонов с энергией 200 Мэв до 4%. Различие граничной энергии δ - электронов при локальном усреднении ЛПЭ лишь незначительно изменяет распределение дозы по ЛПЭ протонов высоких энергий в области ЛПЭ, существенной для определения фактора качества. Разброс энергии протонов в условиях эксперимента очень мало влияет на результат определения мощности дозы и фактора качества на глубине $h = 5$ см благодаря малой энергетической зависимости измеряемых величин и заметно сказывается лишь на глубине, соответствующей пику Брэгга, размывая его и, тем самым, снижая значение мощности дозы в пике.

Из проведенных выше рассуждений следует, что условия, в которых проведен эксперимент, практически аналогичны условиям, принятым в теоретических расчётах. Таким образом, согласие расчётов с результатами, полученными в эксперименте, свидетельствует о правомерности моделей, принятых при расчётах, и соответствующих сечений взаимодействия.

Данные, полученные из расчётов ^{/3-8/}, могут быть рекомендованы при разработке норм допустимых плотностей потока частиц высоких энергий в диапазоне сотен Мэв.

Л и т е р а т у р а

1. Neary G.J., Mulvey J., "Maximum Permissible Fluxes of High-Energy Neutrons and Protons in Range 40 to 1000 MeV". Report of the Medical Research Council, Radiological Research Unit, AERE, Harwell, 1957, rev. 1958.

2. Recommendation of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 4. Pergamon Press, 1964.
3. Zerby C.D., Kinney W.E. Nucl. Instr.Meth., 36, 125 (1965).
4. Turner J.E. et al. Health Phys., 10, 783 (1964).
5. Neufeld J. et al. Health Phys., 12, 227 (1966).
6. Neufeld J. et al. Proc. of the First Int. Congress of Rad. Prot. 2, 1469, Pergamon Press, 1968.
7. Wright H.A. et al. Health Phys., 16, 13 (1969).
8. Steward P. UCRL-10980 (1964), CONF 670305, 211 (1967).
9. Дудкин В.Е. и др. ОИЯИ, 16-4888, стр. 179 (1970).
10. Tanner R.L. et al. Rad.Res., 32, 861 (1967).
11. Vaarli J., Sullivan A.H. Health Phys., 11, 353 (1965).
12. В.П. Афанасьев и др. Вопросы дозиметрии и защиты от излучений, 4, 102 (1965).
13. М. Зельчинский. Радиобиология, 5, 2, 161 (1965).
14. М. Зельчинский и др. ОИЯИ, Р9-3363 (1967), 13, 2, 165 (1968).
15. М. Зельчинский. INR P-1174 /XIX/Д (1970).
16. С. Пшона и др. ОИЯИ 16-4888, стр. 233 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 сентября 1970 года.