



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 99-20
ОРИ

Д.В. Горбатков, В.П. Крючков, О.В. Суманеев

**КОЭФФИЦИЕНТЫ КОНВЕРСИИ ПОТОК–ДОЗА
ДЛЯ РАСЧЕТА ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АДРОНОВ**

Протвино 1999

Аннотация

Горбатков Д.В., Крючков В.П., Суманев О.В. Коэффициенты конверсии поток-доза для расчета поглощенной дозы высокоэнергетических адронов: Препринт ИФВЭ 99-20. – Протвино, 1999. – 15 с., 9 рис., библиогр.: 24.

В работе предложено новое определение коэффициента конверсии поток-доза для высокоэнергетических ($E > 20$ МэВ) адронов (n , p , π^+ , π^-).

Проведены расчеты коэффициентов конверсии с помощью гибридной модели для энергий нейтронов и протонов до 150 МэВ, каскадно-испарительной для энергий нейтронов, протонов и пионов до 10 ГэВ и аппроксимационной для энергий адронов до 100 ГэВ.

Представлены рассчитанные коэффициенты конверсии для 10 элементов, а также для биологической ткани и материалов некоторых детекторов частиц.

Проведенные в работе сравнения распределений поглощенной дозы в тканеэквивалентных фантомах показали хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

Abstract

Gorbatkov D.V., Kryuchkov V.P., Sumaneev O.V. Flux-to-Dose Conversion Factors for Calculation of Absorbed Dose from High-Energy Hadrons: IHEP Preprint 99-20. – Protvino, 1999. – p. 15, figs. 9, refs.: 24.

The use of a new flux-to-dose conversion factor, for the absorbed dose calculation has been proposed.

The calculations of flux-to-absorbed dose conversion factors using a hybrid model for neutrons and protons up to 150 MeV, cascade-evaporation one for hadron energy up to 10 GeV and approximation one the for energy up to 100 GeV were carry out. The comparison of our calculated total kerma with that from literature showed good agreement between our experimental data and some calculated results of other authors.

The calculated conversion factors for ten isotops, as well as for the tissue and materials of particle detectors for the energy range 20 MeV–100 GeV are presented.

Введение

Поглощенная доза является основной характеристикой радиационного воздействия излучения на вещество. Степень биологической опасности, величина радиационных нагрузок на оборудование и детекторы частиц, другие радиационные эффекты характеризуются значением поглощенной дозы.

Поглощенная доза зависит от характеристик поля излучения и от ядерных свойств облучаемого вещества и определяется как отношение средней энергии \bar{dE} , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме: $D = \bar{dE}/dm$. Для расчета поглощенной дозы (D) от нейтронов и фотонов с энергией до 20 МэВ на практике широко используется керма-приближение:

$$D \cong \sum_i \int F_i(E) k_i(E) dE, \quad (1)$$

где $F_i(E)$ – энергетическое распределение флюенса частиц сорта i ; $k_i(E)$ – керма-фактор [1] частиц сорта i , представляющий собой сумму начальных кинетических энергий всех заряженных частиц, освобождаемых в элементе массы под действием единичного флюенса данных частиц. Керма-фактор как коэффициент перехода от флюенса частиц к поглощенной дозе весьма удобен тем, что определяется лишь свойствами ядра и поэтому может быть рассчитан и затабулирован для каждого изотопа заранее.

Главным условием применимости приближения (1) является наличие равновесия заряженных частиц в элементе рассматриваемого объема. К сожалению, условие равновесия всех заряженных частиц в случае облучения вещества высокоэнергетическими адронами, в отличие от случая облучения первичными низкоэнергетическими нейтронами и фотонами, на практике выполняется очень редко. Поэтому распространение приближения кермы (1) для расчета поглощенной дозы на область энергии адронов $E > 100$ МэВ в большинстве случаев не правомерно.

В настоящей работе предлагается использование выражения (1) для расчета поглощенной дозы от высокоэнергетических адронов с заменой керма-фактора $k_i(E)$ на его модифицированное значение (далее будем называть его коэффициентом конверсии). При этом условием применимости соотношения (1) с коэффициентами конверсии будет наличие равновесия не всех заряженных частиц, рожденных в hA -взаимодействиях, что имеет место в керма-приближении, а лишь частиц, отобранных по определенному критерию (например, по величине их ионизационных потерь).

1. Определение коэффициента конверсии для высокоэнергетических адронов

Как известно, основным физическим механизмом формирования поглощенной дозы высокоэнергетическими адронами в веществе является выделение энергии в актах ядерного и электромагнитного взаимодействий.

Будем полагать далее, что все тяжелые заряженные частицы (т.е. частицы с $A \geq 1$), рожденные в неупругих взаимодействиях, ядра отдачи (кроме ядер водорода) в упругом рассеянии, а также низкоэнергетические протоны и пионы ($E < 20$ МэВ) поглощаются в точке своего рождения с локальной передачей веществу всей своей кинетической энергии. С учетом сделанного приближения и по аналогии с понятием обычного керма-фактора определим коэффициент конверсии поток-доза для нейтральных адронов с энергией $E > 20$ МэВ ($k'_1(E)$) как сумму начальных кинетических энергий всех локально поглощенных в точке рождения заряженных частиц, освобождаемых под действием единичного флюенса адронов в веществе единичной массы:

$$k'_1(E) = \sigma_{el} N E_{el} + \sigma_{non} N \sum_j E'_j. \quad (2)$$

Здесь σ_{el} – сечение упругого рассеяния; E_{el} – средняя кинетическая энергия ядра отдачи; σ_{non} – сечение неупругого рассеяния; E'_j – средняя кинетическая энергия заряженных частиц с $A > 1$ или заряженного адрона (p, π^\pm, K^\pm) с $E < 20$ МэВ; N – число ядер в одном грамме вещества.

Очевидно, что коэффициент конверсии для заряженных адронов $k'_2(E)$, имеющих энергию $E > 20$ МэВ, будет отличаться от коэффициента конверсии для нейтронов $k'_1(E)$ лишь наличием дополнительного слагаемого, отвечающего за потери энергии в электромагнитном взаимодействии:

$$k'_2(E) = \sigma_{el} N E'_{el} + \sum_j \sigma_{non} E'_j + \frac{(dE/dx)}{\rho}, \quad (3)$$

где dE/dx – линейная тормозная способность вещества, ρ – его плотность.

В выражениях (2–3) E'_j – энергия вторичных заряженных частиц:

$$E'_j = \frac{1}{\sigma} \int_0^{E_{max}} E_j \frac{d\sigma}{dE} dE. \quad (4)$$

Верхний предел интегрирования в (4) (E_{max}) для всех тяжелых фрагментов ($A > 1$) равен E_0 , для протонов и пионов – 20 МэВ.

Учитывая сделанное выше допущение о локальном поглощении низкоэнергетических заряженных частиц, будем рассчитывать коэффициент конверсии $k'_3(E)$ протонов и пионов с энергией $E \leq 20$ МэВ как

$$\begin{cases} k'_3(E) = T/(\rho l_{ion}), & \text{для } p, \pi^+, K^\pm; \\ k'_3(E) = (T + E_\pi)/(\rho l_{ion}), & \text{для } \pi^-. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь T – кинетическая энергия адрона; E_π – суммарная энергия всех тяжелых фрагментов и протонов с энергией $E \leq 20$ МэВ, испускаемых ядром в результате захвата π^- -мезона; l_{ion} – ионизационный пробег заряженного адрона.

Используя определенную таким образом величину коэффициента конверсии, формулу (1) для поглощенной дозы можно переписать как

$$D \cong \sum_i \int k'_i(E) F_i(E) dE. \quad (6)$$

В формуле (6) индекс суммирования i принимает значения:

- 1 – для нейтронов всех энергий (заметим, что для энергии нейтронов $E \leq 20$ МэВ коэффициент конверсии становится равным керма-фактору);
- 2 – для протонов и пионов с энергией $E > 20$ МэВ;
- 3 – для протонов и пионов с энергией $E \leq 20$ МэВ.

Принятое в выражении (4) значение границы для заряженных частиц – 20 МэВ, вообще говоря, условно и связано с тем, что, с одной стороны, ионизационный пробег заряженных адронов с данной энергией для любого вещества достаточно мал ($l_{ion} < 0,5$ г/см²), что обуславливает наличие их равновесия в большинстве практических случаев, а с другой – указанная энергия является традиционно принятой границей между низкоэнергетической (реакторной) и высокоэнергетической (ускорительной) областями энергий.

Отметим здесь, что понятие, подобное введенному нами выше коэффициенту конверсии, использовалось ранее авторами работы [2] для расчета амбиентной дозы от высокоэнергетического излучения. (Эту величину авторы [2] называли парциальным керма-фактором.) Основным и принципиальным различием этих двух величин является то, что ядерная составляющая парциального керма-фактора в цитируемой работе включает в себя лишь энергию тяжелых заряженных частиц ($A > 1$), образующихся в неупругих адрон-ядерных взаимодействиях, в то время как ядерная составляющая коэффициента конверсии данной работы учитывает вклад **всех сильноионизирующих частиц (в том числе и низкоэнергетических ($E \leq 20$ МэВ) протонов)**, дающих определяющий вклад в поглощенную дозу от высокоэнергетических адронов.

Таким образом, использование в (6) определенного выше коэффициента конверсии вместо обычного керма-фактора позволяет рассчитывать поглощенную дозу для всех рассматриваемых адронов и для диапазона энергий 20 МэВ – 100 ГэВ. Коэффициенты конверсии настоящей работы могут быть включены в любую программу расчета транспорта высокоэнергетических адронов.

Важно отметить, что определенный выше коэффициент конверсии имеет простой физический смысл – это величина, практически совпадающая с поглощенной дозой от единичного флюенса адронов в “тонком” (толщиной $< 0,1\lambda_{in}$) слое вещества.

2. Метод расчета коэффициентов конверсии

Как следует из определения, коэффициенты конверсии представляют собой локальное энерговыделение в веществе, обусловленное двумя эффектами: образованием сильноионизирующих заряженных частиц в неупругих адрон-ядерных взаимодействиях и собственными ионизационными потерями энергии (для протонов и пионов).

Ввиду отсутствия детальной экспериментальной информации по выходам заряженных частиц в неупругих адрон-ядерных реакциях, для расчета энерговыделения адронов в области энергии $E > 20$ МэВ обычно используют модельные описания ядерных реакций. Учитывая характерные особенности модельного описания адрон-ядерных реакций в разных энергетических диапазонах, обусловленные разными физическими механизмами взаимодействий, будем далее рассматривать коэффициенты конверсии отдельно в каждой из следующих трех областей: 20–100 МэВ, 100–5000 МэВ и 5–100 ГэВ.

2.1. Гибридная и каскадно-испарительная модели для расчета коэффициента конверсии адронов с энергией менее 5 ГэВ

Наибольшее распространение для расчета ядерных реакций в области энергии 20–5000 МэВ получила каскадно-испарительная модель [3,4], а также ее развитие – каскадно-экситонная модель [5].

Многочисленные сравнения, проведенные разными авторами (например, [6]), показали, что расчеты по указанным моделям хорошо описывают характеристики продуктов ядерных реакций при энергии первичных адронов 100–5000 МэВ. Однако в области небольшой энергии возбуждения ($E^* < 15$ МэВ, что соответствует энергии налетающего адрона 20–100 МэВ) расчеты по данным моделям дают заниженный выход тяжелых фрагментов, наиболее важного типа излучения в формировании поглощенной дозы.

Наиболее последовательно, на наш взгляд, учет неравновесной стадии реакции реализован Бланном в так называемой гибридной модели [7], являющейся комбинацией экситонной модели Гриффина и модели независимых частиц для описания двухчастичных взаимодействий внутриядерных нуклонов.

В работе [8] было показано, что гибридная геометрически зависящая (GDH) модель [9] является одним из наиболее точных методов расчета керма-факторов для адронов с энергией в диапазоне 15–150 МэВ. Детальное сравнение экспериментальных и рассчитанных по программе ALICE [10] спектров заряженных частиц и керма-факторов показало их превосходное согласие для указанной области энергии (см. [8]). Особенно следует отметить хорошее описание гибридной моделью выхода α -частиц (см., например, рис. 1), определяющих значение кермы для легких ядер в области энергии 15–50 МэВ.

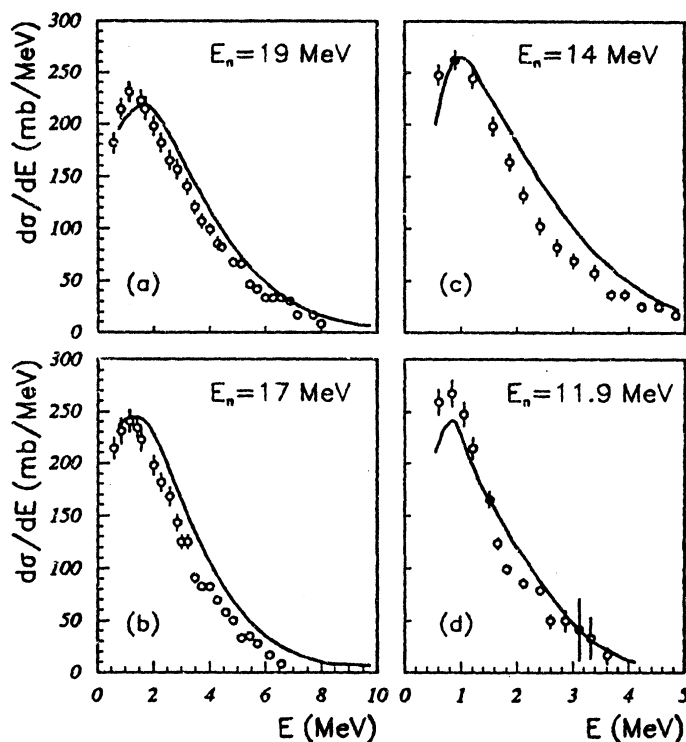


Рис. 1. Измеренные (точки) и расчетные (кривые) спектры α -частиц, образующихся в реакции $n + C \rightarrow n + 3\alpha$ при энергии нейтрона 19(a), 17(b), 14(c) и 11,9(d).

С ростом энергии первичного адрона роль тяжелых частиц в формировании энерговыделения снижается, что связано с уменьшением сечения их образования на ядрах вещества. Это хорошо видно из рис. 2, на котором представлены экспериментальные и расчетные сечения $C(n, \alpha)$ - и $C(n, p)$ -реакций. В то же время роль (n, p) -реакции, напротив, растет, определяя значения кермы и энерговыделения при энергии $E > 100$ МэВ.

Поэтому использование Монте-Карловских программ, реализующих каскадно-испарительную (или каскадно-экситонную) модель и удовлетворительно описывающих выход протонов, для расчета кермы и, в данном случае, коэффициентов конверсии адронов в области энергии $100 < E < 5000$ МэВ представляется нам обоснованным.

В настоящей работе расчеты коэффициентов конверсии для указанного диапазона энергии выполнены по дубнинской версии каскадно-испарительной модели [3].

2.2. Расчетная модель для области энергии адронов $E > 5$ ГэВ

Другую сложную проблему представляет собой расчет коэффициентов конверсии от адронов с энергией большей 5 ГэВ. К сожалению, сегодня не существует достаточно обоснованной модели для описания выхода тяжелых фрагментов и низкоэнергетических ($E < 20$ МэВ) заряженных частиц при взаимодействии адрона с ядром в диапазоне первичной энергии 5–100 ГэВ. Попытки “строго” рассчитать энергию, идущую на испарение тяжелых и легких частиц, пользуясь соотношением энергетического баланса, отражающим модельные представления о механизмах ядерных реакций при высоких энергиях, сопряжены, на наш взгляд, с большими трудностями, поскольку ожидаемая погрешность в этом случае может значительно превосходить сам результат.

Действительно, энергию возбуждения ядра (E^*), определяющую искомую суммарную энергию низкоэнергетических заряженных частиц, формально можно записать как

$$E^* = E_0 - E_s - E_c - (N_n + N_p)E_B - \sum_i E_i^{pr}, \quad (7)$$

где E_0 – энергия первичного адрона; E_s – энергия, уносимая ливневыми частицами; E_c – энергия, уносимая каскадными частицами; N_n , N_p – множественность каскадных нейтронов и протонов, соответственно; E_B – энергия связи нуклонов в ядре; $\sum_i E_i^{pr}$ – энергия, идущая на рождение новых частиц. Лучшие модели (например, аддитивная кварковая для описания ливневой части спектра или каскадная для каскадной части) едва ли могут претендовать на расчет E_s , E_c , N_n , N_p , $\sum_i E_i^{pr}$ с погрешностью меньшей, чем 10–20%. Это означает, что при энергии первичного нуклона $E_0 = 10$ ГэВ погрешность правой части выражения (7) будет ~ 1 ГэВ, что во много раз превышает энергию возбуждения (E^*), которая, например, для углерода и принятой энергии первичной частицы составляет ~ 100 –150 МэВ.

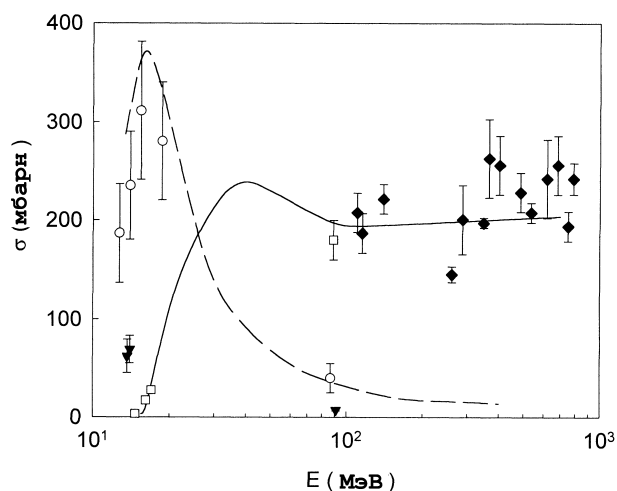


Рис. 2. Зависимость сечений от энергии первичных частиц. Кривые – наш расчет, точки – эксперимент (компиляция [12,13]). Сплошная кривая – $\sigma(n, p)$, пунктирная – $\sigma(n, \alpha)$.

Поэтому нам представляется наиболее разумным в расчетах ядерной составляющей коэффициента конверсии опереться на экспериментальные данные и, в первую очередь, на известный экспериментальный факт независимости числа черных следов в ядерной фотоэмульсии от энергии первичного адрона (E^*) в области высоких энергий ($E \geq 1$ ГэВ) (см., например, [3]), что эквивалентно независимости энергии возбуждения ядра от энергии первичного адрона. (Заметим здесь, что предположение о независимости E^* от энергии первичного адрона в области высоких энергий ранее использовалось в явной или неявной форме в аналогичных расчетах [14], [15]).

Энергию эмиссии испарительных и низкоэнергетических ($E < 20$ МэВ) каскадных заряженных частиц из возбужденного ядра, оставшегося после каскадной стадии, (E') можно рассчитать по формуле

$$E' = \langle N_b \rangle \bar{E}_b, \quad (8)$$

где $\langle N_b \rangle$ – среднее число b -частиц (всех тяжелых заряженных фрагментов и низкоэнергетических протонов); \bar{E}_b – средняя энергия спектра b -частиц.

Зависимость $\langle N_b \rangle$ в “легкой” фотоэмульсии (среднее значение атомного номера “легкой” фотоэмульсии $A \sim 12$) и в “тяжелой” ($A \sim 100$) от энергии первичного протона, рассчитанная по каскадно-испарительной модели для энергий протона до 5 ГэВ, представлена на рис. 3 сплошными кривыми. На том же рисунке даны для сравнения экспериментальные значения $\langle N_b \rangle$. Как отмечено выше и следует из представленных данных, зависимость от энергии как экспериментальных, так и расчетных значений $\langle N_b \rangle$ в области $E > 5$ ГэВ асимптотически приближается к константе. Этот факт хорошо иллюстрируется на рис. 3 пунктирными кривыми, аппроксимирующими с учетом экспериментальных точек зависимость $\langle N_b \rangle$ от E до энергии 1 ТэВ.

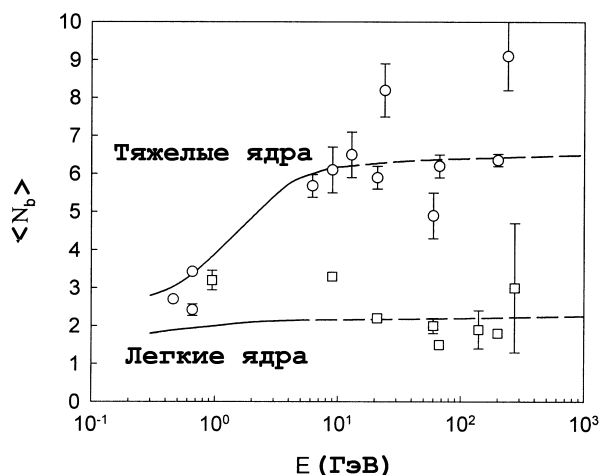


Рис. 3. Зависимость числа черных следов $\langle N_b \rangle$ в “легкой” и “тяжелой” фотоэмульсии. Точки – эксперимент, кривые – аппроксимация.

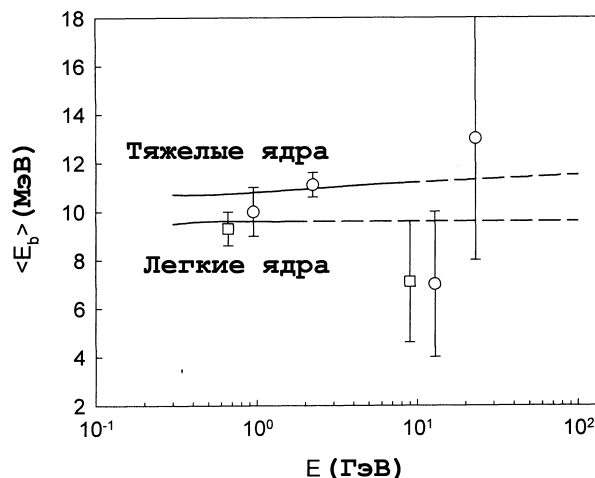


Рис. 4. Зависимость средней энергии \bar{E}_b в “легкой” и “тяжелой” фотоэмульсии. Точки – эксперимент, кривые – аппроксимация.

Зависимость асимптотического значения $\langle N_b \rangle$ от атомного номера вещества с точностью не хуже 30% можно параметризовать формулой

$$\langle N_b \rangle = 0,7A^{0,48}. \quad (9)$$

Из представленных на рис. 3 данных, а также из аппроксимации (9) следует, в частности, что для ядра ^{12}C значение N_b в области энергии большей 2 ГэВ составляет 2,1, а для ^{100}Ru – 6,2.

Средняя энергия b -частиц (\bar{E}_b) также очень слабо зависит от энергии первичных адронов. Несмотря на большой разброс экспериментальных данных по средней энергии b -частиц (рис. 4), в широком диапазоне первичной энергии измеренные значения \bar{E}_b как для “легких”, так и для “тяжелых” ядер фотоэмульсии в общем укладываются в коридор 10 ± 2 МэВ. Расчеты по каскадно-испарительной модели, результаты которых представлены там же, дают так же практически не зависящие от энергии первичных частиц значения средней энергии: $\simeq 9$ МэВ для легких ядер и $\simeq 11$ МэВ – для тяжелых.

Исходя из полученных значений N_b и \bar{E}_b для ядер ^{12}C и ^{100}Ru , с помощью соотношения (9) легко получить суммарную энергию, уносимую низкоэнергетическими заряженными частицами в неупругом hA -взаимодействии в рассматриваемой области энергии адрона. Эти величины составляют: 20,5 МэВ для углерода, 70,4 МэВ для рутения. Соответствующие значения коэффициента конверсии: $k_1(^{12}\text{C}) \simeq 4,3$ фГр·м² и $k_1(^{100}\text{Ru}) \simeq 9$ фГр·м².

2.3. Расчет коэффициента конверсии для π^- -захвата

Вопрос о выходах заряженных частиц в реакциях захвата медленного π^- -мезона ядром и их спектрах весьма важен для расчета коэффициента конверсии. Его рассмотрение неизбежно связано с привлечением модельных представлений об адрон-ядерных взаимодействиях. Задача расчета π^-A -реакций решалась ранее в рамках каскадно-испарительной модели в работах [3,?]. В основе этих расчетов лежало предположение о передаче энергии 140 МэВ коррелированной нуклонной паре внутри ядра и последующем каскадно-испарительном механизме испускания частиц. И хотя в обоих работах было получено качественное согласие с экспериментом, расчетные данные отличались от экспериментальных как по выходам вторичных частиц, так и по величине уносимой ими энергии в среднем в 1,5–2 раза. Одной из причин разногласий может быть упомянутое выше занижение каскадно-испарительной моделью выхода заряженных частиц при небольших энергиях возбуждения ядра.

Таблица 1. Характеристики каскадных нейтронов, образующихся в результате захвата ядром медленного π^- -мезона

Ядро	Среднее число каскадных нейтронов на один поглощ. π^- -мезон			Полная кинетическая энергия, уносимая каскадными нейтронами, на один поглощ. π^- -мезон (МэВ)		
	эксперимент	расчет ALICE	расчет КИМ [3]	эксперимент [16]	расчет ALICE	расчет КИМ [3]
C	1,83±0,23 [16]	1,63	1,2	104±12	74	54
O	1,74±0,24 [16]	1,8	1,2	99±13	76	46
Al	1,60±0,23 [16]	1,84	1,2	92±13	72	40
Cu	2,19±0,30 [16]	1,77	0,95	110±14	67	31
Cd	1,8 [17]	–	0,78	–	–	26
Pb	2,2 [17]	1,57	0,80	87±14	60	24

В настоящей работе расчет выходов частиц из ядра, возбужденного в результате π^- -захвата, осуществлялся по гибридной модели (программа ALICE). При этом захват

π^- -мезона внутриядерной коррелированной нуклон-нуклонной парой моделировался ядерной реакцией (n, A_Z^{A-1}) . Как следует из данных, представленных в табл. 1, результаты расчетов выхода вторичных частиц и уносимой ими энергии удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

3. Результаты расчетов коэффициентов конверсии

Коэффициенты конверсии для нейтронов, протонов и пионов, определенные нами с помощью выражений (2–5), были рассчитаны для элементов $C, N, O, Ca, Al, Fe, Cu, Ag, W, Pb$ в энергетическом диапазоне 20 МэВ–1 ТэВ. В расчетах коэффициента конверсии учитывалось как упругое, так и неупругое рассеяние. Упругое рассеяние дает существенный вклад в поглощенную дозу для легких элементов, например, полностью определяя керму для водорода. Для ядер C, N, O упругое рассеяние также дает заметный вклад в дозу (~ 10 – 20%) для малых энергий (~ 10 – 30 МэВ).

Расчеты коэффициента конверсии для отрицательных пионов проводились в предположении, что медленный ($E \leq 20$ МэВ) π^- -мезон с вероятностью близкой к 1 поглощается ядром на длине, равной его ионизационному пробегу в данной среде.

Расчетные данные по нейтронным коэффициентам конверсии для элементов H, C, Al, Ag, Pb представлены на рис. 5.

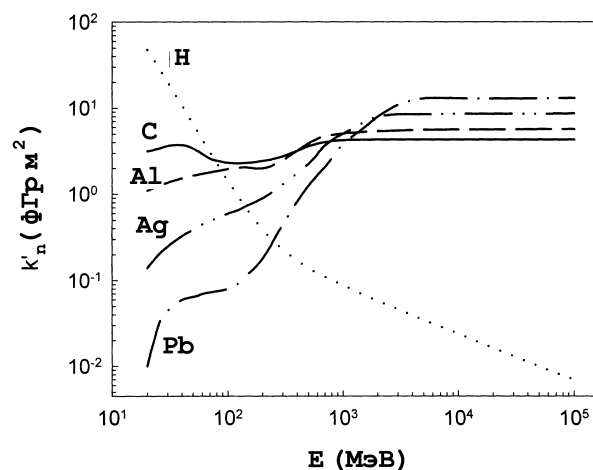


Рис. 5. Зависимость нейтронных коэффициентов конверсии для элементов H, C, Al, Ag, Pb от энергии.

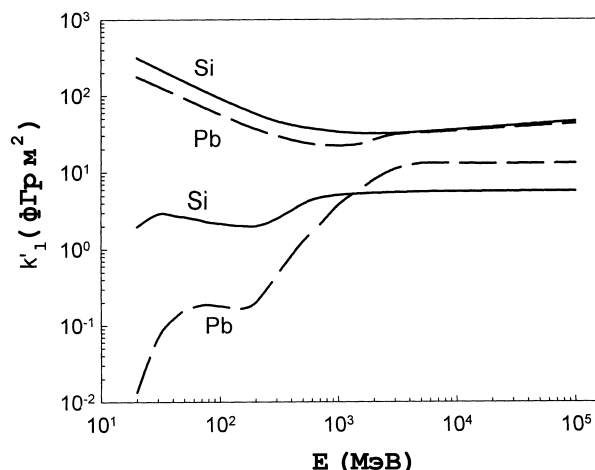


Рис. 6. Зависимость протонных и нейтронных коэффициентов конверсии для элементов Si, Pb от энергии.

Как видно из рисунка, энергетическая зависимость коэффициента конверсии подобна для всех элементов, исключая водород. Абсолютные значения коэффициентов конверсии для энергии нейтронов менее 30 МэВ практически совпадают со значениями керма-факторов (см. [8]). Наличие минимума в области энергии ~ 150 МэВ связано с минимумом в энергетической зависимости сечения неупругого взаимодействия, который не компенсируется сравнительно слабым ростом энергии возбуждения. Достаточно крутой подъем коэффициента конверсии в области энергий 300–1000 МэВ, напротив, объясняется сильным ростом энергии возбуждения в данной области при слабо меняющемся сечении.

Независимость от энергии коэффициента конверсии в области энергии $E > 2$ ГэВ отражает факт постоянства энергии возбуждения, о чем говорилось выше.

Данные по коэффициентам конверсии протонов и нейтронов для Pb и Si показаны на рис. 6.

Как видно из сравнения данных рис.5 и 6, основная доля коэффициента конверсии обусловлена ионизационными потерями, вклад которых постепенно уменьшается с ростом энергии адрона от 99% при $E=20$ МэВ до $\sim 15\%$ для Si и до $\sim 40\%$ для Pb при $E > 2$ ГэВ. Указанное соотношение компонентов коэффициента конверсии достаточно важно, поскольку оно отражает соотношение компонентов поглощенной дозы, обусловленной протонами, в веществе.

Рассчитанные коэффициенты конверсии для нейтронов, протонов и пионов в 10 изотопах, а также в веществе мягкой биологической ткани и некоторых сцинтилляторах представлены в табл. 2–7.

Таблица 2. Коэффициенты конверсии для нейтронов, k'_n , фГр·м²

Е, МэВ	C	N	O	Al	Ca	Fe	Cu	Ag	W	Pb
20	3,16	2,04	1,85	1,10	1,75	0,41	0,59	0,14	0,03	0,01
25	3,38	2,45	2,08	1,25	2,05	0,59	0,67	0,20	0,05	0,04
30	3,64	2,63	2,34	1,37	2,15	0,71	0,85	0,25	0,07	0,05
40	3,73	2,76	2,56	1,54	2,25	0,90	0,98	0,33	0,08	0,06
50	3,41	2,82	2,55	1,65	2,28	1,09	1,03	0,39	0,09	0,07
60	2,95	2,84	2,52	1,73	2,29	1,21	1,06	0,45	0,09	0,07
70	2,60	2,85	2,46	1,80	2,25	1,30	1,10	0,49	0,09	0,07
80	2,45	2,82	2,40	1,86	2,20	1,37	1,11	0,53	0,09	0,08
100	2,32	2,32	2,20	1,97	2,00	1,43	1,15	0,60	0,09	0,08
120	2,29	2,27	2,10	2,03	1,92	1,50	1,20	0,65	0,10	0,09
150	2,32	2,25	2,10	2,04	1,90	1,58	1,30	0,75	0,13	0,12
200	2,44	2,30	2,20	2,01	1,91	1,63	1,46	0,90	0,25	0,18
300	2,77	2,60	2,45	2,50	1,99	1,84	1,70	1,31	0,70	0,45
500	3,61	3,63	3,50	3,91	3,25	3,09	2,66	2,26	1,51	1,26
700	4,03	4,20	4,10	4,70	5,39	4,58	4,20	3,71	2,50	2,09
1000	4,25	4,35	4,45	5,10	6,10	6,34	5,79	5,08	3,71	3,80
1500	4,31	4,38	4,55	5,30	6,30	7,50	7,74	6,80	5,70	5,90
2000	4,31	4,38	4,55	5,40	6,40	8,00	8,20	8,00	7,19	8,00
3000	4,31	4,38	4,60	5,50	6,50	8,20	8,40	8,50	9,10	11,00
5000	4,31	4,38	4,60	5,60	6,60	8,30	8,50	8,80	10,50	13,00
$1 \cdot 10^4$	4,31	4,39	4,63	5,65	6,70	8,40	8,60	8,90	11,00	13,00
$5 \cdot 10^4$	4,32	4,39	4,63	5,65	6,70	8,40	8,60	9,00	11,00	13,00
$1 \cdot 10^5$	4,32	4,40	4,65	5,67	6,74	8,45	8,70	9,10	11,10	13,10

Таблица 3. Коэффициенты конверсии для протонов, k'_p , фГр·м²

Е, МэВ	C	N	O	Al	Ca	Fe	Cu	Ag	W	Pb
20	377,1	372,4	362,9	315,1	307,8	270,8	258,7	222,5	184,3	177,1
25	315,4	311,6	303,8	264,8	259,6	228,7	218,7	189,2	157,5	151,5
30	272,9	269,5	263,0	229,9	225,9	199,3	190,8	165,6	138,4	133,2
40	217,2	214,6	209,7	183,9	181,4	160,4	153,8	134,3	112,8	108,6
50	181,8	180,1	176,2	155,0	153,3	135,9	130,3	114,3	96,2	92,7
60	157,6	156,4	152,9	134,9	133,7	118,6	113,7	100,1	84,4	81,4
70	140,0	139,0	135,9	120,2	119,3	105,9	101,5	89,5	75,7	72,9
80	126,1	125,7	122,9	108,9	108,2	96,2	92,2	81,4	68,9	66,4
100	106,9	106,2	103,9	92,7	91,9	82,1	78,7	70,0	59,0	56,9
120	93,8	93,2	91,3	81,7	80,9	72,4	69,4	61,9	52,2	50,4
150	80,3	79,9	78,3	70,2	69,6	62,4	59,8	53,5	45,1	43,6
200	66,9	66,4	65,2	58,4	58,0	52,2	50,1	44,9	37,9	36,6
300	53,2	52,8	51,8	46,5	46,4	41,8	40,1	36,0	30,9	29,9
500	43,7	42,8	42,0	38,7	38,0	34,5	32,9	29,7	25,4	24,4
700	39,2	39,0	38,4	35,9	36,2	32,5	31,1	28,1	23,7	22,7
1000	36,1	35,9	35,6	33,4	34,5	31,9	30,4	27,5	23,3	22,1
1500	34,3	34,2	33,9	32,0	33,1	32,2	31,1	28,4	24,4	23,1
2000	33,8	33,7	33,4	31,7	32,9	32,1	31,3	29,7	25,8	26,4
3000	33,9	33,8	33,6	32,0	33,2	32,5	31,8	30,2	28,5	30,1
5000	34,9	34,9	34,8	33,3	34,5	33,7	33,0	31,4	30,9	32,5
1·10 ⁴	37,5	37,4	37,3	35,8	37,1	36,2	35,4	33,8	33,1	34,5
5·10 ⁴	44,7	44,6	44,5	42,8	44,4	42,9	42,0	40,2	38,9	40,3
1·10 ⁵	48,0	47,9	47,8	46,1	47,7	46,1	45,1	43,2	41,8	42,9

Таблица 4. Коэффициенты конверсии для пионов, k'_π , фГр·м²

Е, МэВ	C	N	O	Al	Ca	Fe	Cu	Ag	W	Pb
$E_{\pi^-} < 20$ МэВ	366,2	370,4	380,1	350,9	362,4	257,6	235,1	176,2	127,5	118,1
20	84,2	83,6	81,9	72,9	72,3	64,7	62,1	55,2	47,3	45,8
25	72,2	71,7	70,3	62,8	62,3	55,8	53,6	47,8	41,0	39,7
30	64,1	63,6	62,4	55,9	55,5	49,8	47,8	42,7	36,7	35,6
40	53,7	53,4	52,5	47,1	46,8	42,1	40,5	36,3	31,3	30,3
50	47,5	47,2	46,4	41,7	41,5	37,4	36,0	32,4	27,9	27,1
60	43,3	43,1	42,4	38,1	38,0	34,3	32,9	29,7	25,7	24,9
70	40,4	40,2	39,5	35,6	35,5	32,0	30,8	27,8	24,1	23,4
80	38,2	38,0	37,4	33,7	33,7	30,4	29,3	26,5	22,9	22,2
100	35,3	35,1	34,5	31,2	31,2	28,2	27,2	24,6	21,4	20,7
120	33,4	33,2	32,7	29,6	29,6	26,8	25,8	23,4	20,4	19,8
150	31,7	31,5	31,1	28,1	28,2	25,5	24,6	22,4	19,5	18,9
200	30,2	30,1	29,7	26,9	27,1	24,5	23,6	21,6	18,9	18,3
300	29,4	29,2	28,8	26,3	26,4	23,9	23,2	21,2	18,6	18,1
500	29,7	29,6	29,2	26,7	26,9	24,4	23,6	21,7	19,1	18,7
700	30,4	30,3	29,9	27,5	27,7	25,2	24,4	22,4	19,8	19,3
1000	31,5	31,4	31,1	28,5	28,8	26,3	25,4	23,4	20,8	20,2
1500	33,1	32,9	32,6	30,0	30,4	27,7	26,8	24,8	22,0	21,5
2000	34,3	34,1	33,8	31,2	31,6	28,8	27,9	25,8	23,0	22,4
3000	36,0	35,9	35,5	32,9	33,3	30,4	29,5	27,4	24,4	23,8
5000	38,3	38,2	37,8	35,1	35,6	32,6	31,6	29,4	26,2	25,6
1·10 ⁴	41,4	41,3	40,9	38,0	38,7	35,4	34,4	32,1	28,7	28,1
5·10 ⁴	48,2	48,0	47,7	44,6	45,5	41,7	40,5	37,9	34,2	33,5
1·10 ⁵	50,9	50,8	50,4	47,2	48,2	44,3	42,9	40,3	36,4	35,6

Таблица 5. Коэффициенты конверсии для нейтронов, k'_n , фГр·м²

E, МэВ	МБТ	CH ₂	(CH) ⁿ	LiI	NaI	CsI	BaF ₂	CeF ₃	BGO	LS	PbWO ₄
20	6,64	9,57	6,61	0,98	0,28	0,10	2,20	0,50	0,37	0,47	0,28
25	5,06	7,18	5,43	0,74	0,35	0,14	2,32	0,59	0,44	0,56	0,33
30	4,33	6,05	4,96	0,65	0,42	0,18	2,54	0,68	0,51	0,63	0,38
40	3,55	4,73	4,27	0,56	0,48	0,23	2,62	0,76	0,56	0,68	0,42
50	3,05	3,68	3,46	0,49	0,52	0,27	2,45	0,79	0,58	0,69	0,42
60	2,79	3,21	3,12	0,47	0,55	0,30	2,38	0,80	0,58	0,69	0,42
70	2,60	2,92	2,90	0,47	0,58	0,34	2,31	0,81	0,58	0,68	0,41
80	2,43	2,36	2,36	0,44	0,61	0,35	2,18	0,83	0,59	0,68	0,41
100	2,03	2,19	2,25	0,66	0,80	0,55	2,06	0,88	0,56	0,60	0,35
120	2,00	2,10	2,19	0,75	0,90	0,65	2,11	0,95	0,58	0,61	0,35
150	1,98	1,99	2,10	0,76	0,93	0,67	2,11	0,97	0,59	0,62	0,35
200	2,15	2,15	2,28	0,92	1,07	0,84	2,26	1,14	0,67	0,70	0,47
300	2,28	2,41	2,57	1,22	1,33	1,16	2,44	1,45	1,16	1,20	1,03
500	3,29	3,71	3,98	2,16	2,36	2,05	3,87	2,46	1,82	1,91	1,68
700	3,90	3,74	4,01	3,40	3,65	3,38	4,50	3,62	2,77	2,77	2,57
1000	4,00	3,74	4,02	4,78	4,88	4,83	4,56	4,67	3,66	3,48	3,50
1500	4,07	3,74	4,02	6,69	6,58	6,83	4,63	6,14	5,26	4,85	5,17
2000	4,07	3,73	4,01	7,27	7,11	7,36	4,66	6,39	7,79	7,30	7,31
3000	4,10	3,72	4,00	7,46	7,29	7,60	4,71	6,70	10,77	10,37	10,22
5000	4,10	3,72	4,00	8,37	8,11	8,65	4,74	7,65	11,04	10,74	10,97
1·10 ⁴	4,13	3,72	4,01	8,57	8,30	8,86	4,79	7,82	11,07	10,76	11,02
5·10 ⁴	4,13	3,72	4,01	8,57	8,30	8,86	4,79	7,82	11,07	10,76	11,02
1·10 ⁵	4,39	3,73	4,02	8,79	8,53	9,11	5,00	8,09	11,13	10,84	11,15

Таблица 6. Коэффициенты конверсии для протонов, k'_p , фГр·м²

E, МэВ	МБТ	CH ₂	(CH) ⁿ	LiI	NaI	CsI	BaF ₂	CeF ₃	BGO	LS	PbWO ₄
20	429,55	458,09	421,52	220,20	224,79	205,3	334,3	297,8	310,3	327,8	309,9
25	357,51	380,70	351,19	186,55	190,70	174,9	279,9	250,2	260,4	274,8	260,1
30	308,14	327,84	302,99	162,90	166,68	153,3	242,5	217,1	225,7	238,0	225,4
40	244,25	259,39	240,28	131,56	134,79	124,5	193,4	173,7	180,3	189,9	180,1
50	204,34	216,49	200,79	111,53	114,41	106,1	162,4	146,3	151,7	159,6	151,5
60	176,98	187,31	173,88	97,50	100,05	92,9	141,1	127,2	131,8	138,6	131,6
70	156,99	166,04	154,25	87,13	89,43	83,2	125,4	113,2	117,2	123,2	117,0
80	141,69	149,45	138,87	79,11	81,26	75,7	113,3	102,5	106,1	111,4	105,8
100	119,65	126,37	117,54	67,78	69,59	64,9	96,1	87,1	89,9	94,4	89,7
120	104,85	110,66	103,00	59,87	61,48	57,5	84,4	76,6	78,9	82,8	78,7
150	89,76	94,61	88,14	51,64	53,04	49,6	72,5	65,7	67,7	70,9	67,5
200	74,48	78,42	73,18	43,29	44,46	41,7	60,4	54,8	56,2	58,9	56,0
300	58,65	61,80	57,87	34,80	35,75	33,7	48,0	43,7	44,9	46,9	44,7
500	47,41	50,18	47,22	28,70	29,52	27,8	39,5	35,5	36,1	37,7	35,9
700	42,91	44,81	42,25	27,06	27,84	26,3	36,1	32,9	33,1	34,5	32,9
1000	39,56	41,16	38,87	26,56	27,13	25,9	33,4	31,5	31,4	32,5	31,3
1500	37,55	38,95	36,83	27,42	27,76	26,9	31,8	31,6	31,5	32,2	31,4
2000	36,97	38,32	36,25	27,81	28,09	27,3	31,4	31,4	33,7	34,3	33,2
3000	37,11	38,41	36,35	28,31	28,58	27,8	31,6	31,9	36,8	37,5	36,3
5000	38,31	39,64	37,52	30,28	30,47	29,9	32,7	34,0	38,2	39,0	38,2
1·10 ⁴	41,05	42,46	40,19	32,63	32,83	32,3	35,1	36,5	40,6	41,5	40,6
5·10 ⁴	49,05	50,76	48,01	38,78	39,07	38,4	41,9	43,2	47,5	48,5	47,4
1·10 ⁵	52,91	54,52	51,56	41,77	42,10	41,3	45,2	46,5	50,6	51,8	50,7

Таблица 7. Коэффициенты конверсии для пионов, k'_π , фГр·м²

E, МэВ	МБТ	CH ₂	(CH) ⁿ	LiI	NaI	CsI	BaF ₂	CeF ₃	BGO	LS	PbWO ₄
$E_{\pi^-} < 20$ МэВ	324,1	307,5	319,0	185,2	206,7	171,0	199,7	236,9	199,3	219,8	183,6
20	171,2	175,2	159,9	73,3	63,6	51,4	75,7	69,3	71,9	75,4	71,8
25	146,3	149,6	136,7	62,9	54,9	44,6	64,9	59,6	61,8	64,8	61,8
30	129,5	132,4	121,0	55,9	48,9	39,9	57,7	53,0	54,9	57,6	54,9
40	108,2	110,6	101,1	47,1	41,3	33,9	48,5	44,7	46,3	48,5	46,3
50	95,5	97,5	89,1	41,7	36,7	30,3	42,9	39,6	41,0	42,9	41,0
60	86,8	88,7	81,2	38,1	33,6	27,8	39,1	36,2	37,5	39,2	37,5
70	80,8	82,6	75,5	35,6	31,4	26,1	36,5	33,8	35,0	36,6	35,0
80	76,3	78,0	71,4	33,7	29,8	24,8	34,6	32,1	33,2	34,7	33,2
100	70,3	71,8	65,7	31,1	27,6	23,1	31,9	29,7	30,7	32,1	30,7
120	66,4	67,9	62,1	29,5	26,4	21,9	30,3	28,2	29,1	30,4	29,1
150	62,8	64,2	58,8	28,1	25,0	21,0	28,7	26,8	27,7	28,9	27,7
200	59,7	61,0	55,9	26,8	24,0	20,2	27,5	25,7	26,5	27,7	26,5
300	57,5	58,7	53,8	26,1	23,5	19,9	26,7	25,0	25,9	26,9	25,9
500	57,9	59,2	54,3	26,5	23,9	20,4	27,0	25,4	26,2	27,3	26,2
700	59,2	60,5	55,4	27,2	24,6	21,1	27,8	26,1	26,9	28,1	26,9
1000	61,1	62,4	57,2	28,2	25,7	22,1	28,8	27,2	28,0	29,2	28,1
1500	63,8	65,1	59,8	29,6	27,1	23,4	30,2	28,6	29,5	30,7	29,5
2000	65,8	67,2	61,7	30,7	28,2	24,4	31,3	29,7	30,6	31,8	30,6
3000	68,9	70,3	64,6	32,4	29,7	25,9	32,9	31,3	32,3	33,5	32,3
5000	72,9	74,4	68,4	34,5	31,8	27,8	35,1	33,4	34,4	35,7	34,4
1·10 ⁴	78,4	79,9	73,5	37,3	34,6	30,3	38,0	36,3	37,3	38,7	37,3
5·10 ⁴	90,4	92,2	84,9	43,6	40,7	35,9	44,3	42,5	43,7	45,3	43,7
1·10 ⁵	95,3	97,1	89,4	46,1	43,1	38,2	46,9	45,0	46,2	47,9	46,3

4. Сравнение поглощенной дозы, рассчитанной с помощью коэффициентов конверсии, с экспериментальными данными

Для определения степени достоверности полученных коэффициентов конверсии нами было проведено сравнение расчетных и измеренных значений поглощенной дозы в тканезквивалентных фантомах. Расчеты проводились по двум программам: ROZ6H [18] и MOSKIT [19]. Программа ROZ6H реализует метод дискретных ординат для решения задачи переноса нейтронов, протонов, пионов и фотонов в одномерном блоке вещества, генерируемых адронами с энергией до 1 ТэВ. Программа MOSKIT предназначена для расчета транспорта тех же частиц в 3-мерных блоках вещества методом Монте-Карло. В качестве константного обеспечения расчетов по обеим программам использовалась система ядерных данных САДКО-2 [20], с помощью которой осуществлялась подготовка групповых сечений для вышеназванных частиц. Погрешность расчетов поглощенной дозы по формуле (6) целиком определяется погрешностью расчетов пространственно-энергетических распределений частиц $F_i(x, E)$ и коэффициентов конверсии и составляет, по оценке, $\sim 20\%$.

При выборе экспериментальных данных для тестирования коэффициентов конверсии мы ограничились литературными данными по дозовым распределениям в фантомах, т.е. полученными для легких изотопов (C , O , N). К сожалению, экспериментальными данными по поглощенной дозе в тяжелых материалах мы не располагаем.

На рис.7. показаны наши расчетные и экспериментальные из работы [21] данные по распределению поглощенной дозы протонов в тканезквивалентном фантоме, облучаемом пучком протонов с энергией 730 МэВ. Поперечное распределение частиц в пучке в

расчетах принималось в виде Гауссовского с полушириной 30 см. Расчетные и экспериментальные данные согласуются с точностью не хуже 15%. Следует обратить внимание на то, что поверхностная доза практически целиком определяется протонами источника и, следовательно, должна быть равна коэффициенту конверсии протонов, который для данной энергии равен приблизительно $45 \text{ фГр} \cdot \text{м}^2$. Действительно, из рисунка видно, что экспериментальная поверхностная доза составляет $45 \text{ фГр} \cdot \text{м}^2$, расчетная – $47 \text{ фГр} \cdot \text{м}^2$.

На рис.8 показано сравнение наших расчетных данных с экспериментальными [21] по распределению поглощенной дозы в фантоме от нейтронов со средней энергией 525 МэВ. В качестве источника в расчетах принимался пучок нейтронов радиусом 15 см, однородный по всей облучаемой поверхности фантома. Как видно из рисунка, расчетные данные согласуются с экспериментальными в пределах 15% погрешности. Важно отметить, что доля альбедного излучения в поверхностной дозе нейтронов (как расчетной, так и экспериментальной) равна приблизительно 40%. (Нейтроны источника образуют поверхностную поглощенную дозу равную значению коэффициента конверсии $D = k' = 3,2 \text{ фГр} \cdot \text{м}^2$. В то же время эксперимент и расчеты дают здесь величину поглощенной дозы на поверхности около $6 \text{ фГр} \cdot \text{м}^2$.)

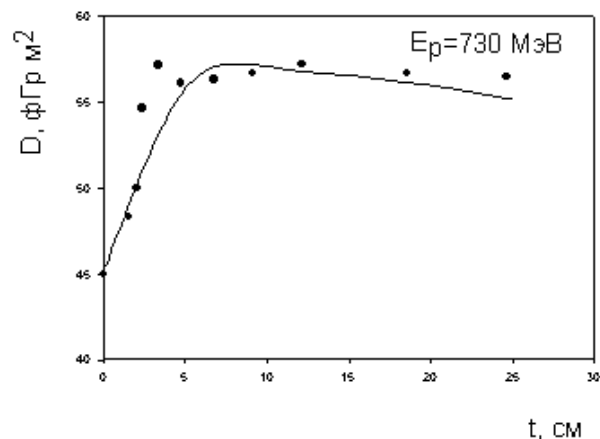


Рис. 7. Глубинные распределения поглощенной дозы в плоском тканеэквивалентном фантоме, на который падают протоны с энергией 730 МэВ. Кривая – наш расчет, точки – эксперимент [22].

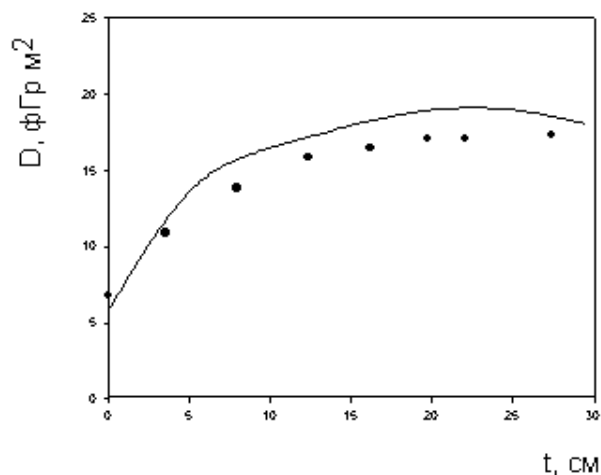


Рис. 8. Глубинные распределения поглощенной дозы в плоском фантоме, на который падают нейтроны с энергией 525 МэВ. Кривая – наш расчет, точки – эксперимент [21].

На рис.9. приведены экспериментальные [24] и рассчитанные нами глубинные распределения поглощенной дозы по оси водного фантома. Средняя энергия нейтронов источника 30 ГэВ. Источник нейтронов представлял собой достаточно широкий пучок, который в расчетах аппроксимировался Гауссовским распределением с дисперсией $\sigma_x = 8 \text{ см}$, $\sigma_y = 12 \text{ см}$. Из представленных данных видно, что поглощенная доза от адронов (n, p, π), рассчитанная без учета электрон-фотонного ливня (пунктирная кривая), хорошо согласуется с экспериментальными данными на небольших толщинах фантома, но занижена на больших. Как видно из рисунка, учет вклада $e - \gamma$ ливня в поглощенную дозу, составляющий для данной энергии от 4-5% в начале фантома и до $15 \div 20\%$ в конце, значительно улучшает согласие с экспериментом. Как и в случае облучения фантома нейтронами 525 МэВ (рис.8), альбедное излучение вносит значительный вклад в

поглощенную дозу на границе фантома. При дозе нейтронов источника, равной значению коэффициента конверсии $D = k' = 4,13$ фГр·м², эксперимент и расчеты дают величину поверхностной поглощенной дозы около 14 фГр·м². Отсюда следует, что для случая нейтронного источника альбедные частицы (нейтроны и, главным образом, протоны с энергией в диапазоне 20–200 МэВ) практически определяют дозу на передней границе фантома.

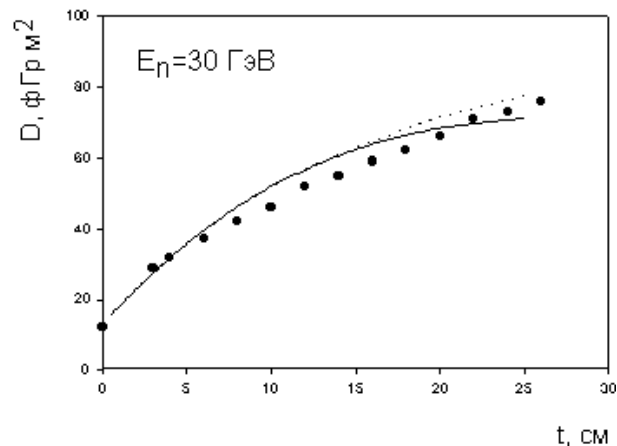


Рис. 9. Глубинные распределения поглощенной дозы в плоском водном фантоме, облучаемом нейтронами со средней энергией 30 ГэВ. Кривая – наш расчет, точки – эксперимент [24].

Заключение

В работе предложен метод расчета коэффициентов конверсии, являющихся коэффициентами перехода от флюенса высокоэнергетических адронов к поглощенной дозе. Использование коэффициентов конверсии для расчета поглощенной дозы адронов позволяет распространить приближение (6) на область высоких энергий (20 МэВ – 100 ГэВ).

Рассчитаны и приведены значения коэффициентов конверсии для 11 элементов (*H, C, N, O, Al, Ca, W, Pb*), а также для мягкой биологической ткани и основных сцинтилляторов для области энергий нейтронов, протонов и пионов 20 МэВ–1 ТэВ.

Рассчитанные с помощью полученных в работе коэффициентов конверсии глубинные распределения поглощенной дозы в фантоме находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Рассчитанные многочисленные данные приведены в таблицах и могут быть использованы в качестве справочного материала.

Список литературы

- [1] ICRU. Radiation Quantities and Units, Report 33 (Bethesda, MD: International Commission on Radiation Units and Measurements), 1980.
- [2] Savitskaya E.N., Sannikov A.V. //Radiat. Prot. Dosim., 1995, v. 60(2), p. 135.
- [3] Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. – М.: Атомиздат, 1972.
- [4] Bertini H.W. Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation.// Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 1801.

- [5] Гудима К.К., Тонеев В.Д. – В кн.: Расчеты структуры ядра и ядерных реакций. – Кишинев: Штиинца, 1977.
- [6] Barashenkov V.S., Bertini H.W., Chen K. et al. // Nucl. Phys., 1972, v. A187, p. 531.
- [7] Blann M. // Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 337.
- [8] Gorbalkov D.V., Kryuchkov V.P., Sumaneev O.V. // Nucl. Instr. and Meth., 1997, v. A388, p. 260.
- [9] Blann M. // Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 757.
- [10] Blann M. and Bisplinghoff J. UCID-19614, Livermore, CA (1982);
Blann M., Reffo G. and Fabbri F. LLNL Report UCRL 95371 (1986);
Blann M. ALICE/LIVERMORE 87 (1987) (unpublished).
- [11] Del Guerra A. // Nucl. Instr. and Meth., 1976, v. 135, p. 337.
- [12] Del Guerra A. // Nucl. Instr. Meth. B, 1976, v. 135, p. 337-352.
- [13] Барашенков В.С. Сечения взаимодействия частиц и ядер с ядрами. – Дубна, ОИЯИ, 1993.
- [14] Alsmiller R.G.Jr., Armstrong T.W., Coleman W.A. // Nucl. Sci. Eng., 1970, v. 42, p. 367.
- [15] Belogorlov E.A., Golovachik V.T., Lebedev V.N. et al. // Nucl. Instr. Meth., 1982, v. 199, p. 563.
- [16] Hattersley P.M., Muirhead H., Woulds J.N. // Nucl. Phys., 1965, v. 67, p. 309.
- [17] Baker M.R., Anderson C.H., Ramsey N.F. // Nucl. Phys., 1964, v. B133, p. 392.
- [18] Averin A.V., Voloschenko A.M. et al. – In: Procs. Int. Top. Mtg. Adv. in Mathem., Comput. and Reactor Physics. – Pittsburg, USA, 1992; Voloschenko A.M., Gorbalkov D.V., Kryuchkov V.P. – In: Trans. Int. Conf. on “The Numerical Methods of Transport Equation Solving”. – Moscow, 1992.
- [19] Крючков В.П., Суманеев О.В. – Препринт ИФВЭ 92-132, Протвино, 1992.
- [20] Gorbalkov D.V. and Kryuchkov V.P. // Nucl. Instr. and Meth., 1996, v. A372, p. 297.
- [21] Barli J. et al. – In: Proc. XI-th Int. Cong. of Radiology, Rome, Sept., 1965, p. 1837.
- [22] Tanner R.L. et al. // Rad. Res., 1967, v. 32, p. 862.
- [23] Головачик В.Т. и др. – Препринт ИФВЭ 74-58, Серпухов, 1974.
- [24] Головачик В.Т., Потемкин Е.Л., Лебедев В.Н. – Препринт ИФВЭ 74-52, Серпухов, 1974.

Рукопись поступила 15 апреля 1999 г.

Д.В. Горбатко, В.П. Крючков, О.В. Суманеев
Коэффициенты конверсии поток-доза для расчета поглощенной дозы высокоэнергетических адронов.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.
Редактор Л.Ф. Васильева. Технический редактор Н.В. Орлова.

Подписано к печати 21.04.1999 г. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ.л. 1,87. Уч.-изд.л. 1,5. Тираж 130. Заказ 123. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

