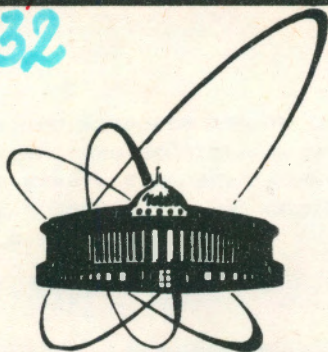


С 349В

4528/82

82-432



3128
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P16-82-432

М.М.Комочков

АППРОКСИМАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ
ИССЛЕДОВАНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР С ЯДРАМИ
С ЦЕЛЮ ОЦЕНКИ
РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ И ЗАЩИТЫ

Направлено на VIII Всесоюзное совещание
по ускорителям заряженных частиц
/Протвино, октябрь 1982 г./

1982

Решение вопросов защиты от излучений, возникающих при взаимодействии релятивистских ядер, предлагается в настоящей работе искать с использованием накопленной информации о параметрах полей излучений, образующихся при взаимодействии протонов с ядрами:

$$\xi_A = N \xi_p, \quad /1/$$

где ξ_A и ξ_p - величины параметра полей излучения /например, Флюенс, доза/, образующихся при одном неупругом взаимодействии ядра-снаряда с ядром-мишенью, и одного неупругого взаимодействия протона с тем же ядром, N - коэффициент, который будем называть числом эквивалентных протонов. Основанием для /1/ является определенное подобие дифференциальных сечений образования различных продуктов реакций, которое нашло, в частности, отражение в факторизационной гипотезе /1/.

Зависимость N от атомного веса ядра-снаряда A_c и атомного веса ядра-мишени A_M будем искать на основе данных работ /2-4/ о выходе каскадных нейтронов при одном неупругом взаимодействии протонов энергии 150 и 350 МэВ - ξ_p , альфа-частиц энергии 177 МэВ/нуклон и ядер неона энергии 337 МэВ/нуклон с мишенями из углерода, алюминия, железа, меди, свинца и урана.

Найденные отношения ($\frac{\xi_A}{\xi_p} = N$) описываются следующими формулами:

$$N = 0,47 A_c^{1/2} (1 + 0,29 \ln A_M), \quad \theta = 0 \div \pi, \quad /2/$$

$$N = 0,51 A_c^{1/2} (1 + 0,29 \ln A_M), \quad \theta = 0 \div \frac{\pi}{2}, \quad /3/$$

$$N = 0,09 A_c^{1/2} (1 + 1,2 \ln A_M), \quad \theta = \frac{\pi}{2} \div \pi, \quad /4/$$

где θ - угол вылета нейтронов по отношению к направлению движения ядра-снаряда. При определении отношений ξ_A/ξ_p энергия протонов выбиралась приблизительно равной энергии ядер-снарядов на один нуклон. На рис.1 демонстрируется степень согласия рассчитанных на основе формул /1/ и /3/ /расчет по методу эквивалентных протонов/ дифференциальных сечений образования нейтронов $\frac{d^2 \sigma_v}{dE_n d\Omega}$ с измеренными значениями /4/; там же для

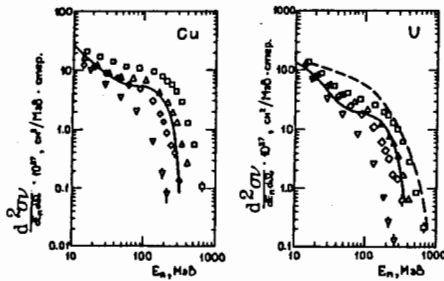


Рис.1. Дифференциальные поперечные сечения образования нейтронов $\frac{d^2\sigma\nu}{dE_n d\Omega}$ в зависимости от их энергии E_n и угла вылета θ при бомбардировке тонких мишеней меди и урана ионами неона энергии 337 МэВ/нуклон: $\square - \theta=30^\circ$; $\Delta - \theta=45^\circ$; --- - расчет по методу эквивалентных протонов, $\theta=30^\circ \div 60^\circ$; $\diamond - \theta=60^\circ$; $\nabla - \theta=90^\circ$; --- - расчет по модели "файерстрик", $\theta=30^\circ$.

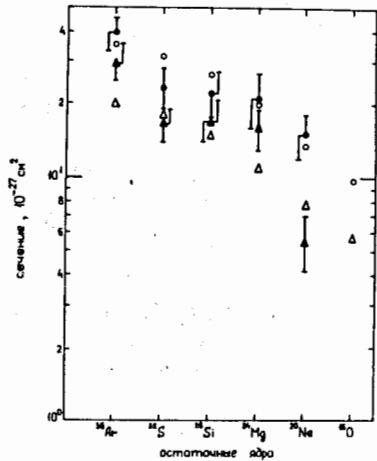


Рис.2. Сечение образования отдельных ядер при взаимодействии ^4He и ^{12}C энергии 400 МэВ/нуклон с ядрами ^{40}Ca :

- \bullet ^{12}C } эксперимент;
- \blacktriangle ^4He }
- \circ ^{12}C } расчет по модели эквивалентных протонов.
- Δ ^4He }

сравнения приведены результаты расчета по модели "файерстрик" /4/. Рабочей формулой расчета была

$$\left(\frac{d^2\sigma\nu}{dE_n d\Omega}\right)_{N_e \rightarrow A_M} = N\sigma\left(\frac{d^2n}{dE_n d\Omega}\right)_{p \rightarrow A_M} \quad /5/$$

где σ - сечение неупругого взаимодействия ядра-снаряда /здесь неона/ с ядром мишени, $\left(\frac{d^2n}{dE_n d\Omega}\right)_{p \rightarrow A_M}$ - число нейтронов на единичный интервал энергии, летящих в единицу телесного угла после одного неупругого взаимодействия протона с ядром мишени /2/ / ξ_p в формуле /1//. Следует иметь в виду, что

$$\int_0^\infty dE_n \int_{4\pi} \frac{d^2\sigma\nu}{dE_n d\Omega} d\Omega = \nu\sigma, \quad /6/$$

где ν - число нейтронов, образующихся при одном неупругом взаимодействии ядра неона с ядром мишени.

На рис.2 сравниваются результаты расчета по методу эквивалентных протонов сечения образования некоторых ядер при взаимодействии ^4He и ^{12}C с ^{40}Ca с данными эксперимента /5/. Рабочей формулой расчета была

$$\sigma(Z_i, A_j) = N\sigma_p(Z_i, A_j), \quad /7/$$

где $\sigma_p(Z_i, A_j)$ - сечение образования ядра Z_i, A_j при взаимодействии протона энергии 400 МэВ с ядром ^{40}Ca , которое рассчитывалось по модифицированной формуле Рудстама /6/, а N вычислялось с помощью формулы /2/.

Результаты сравнения расчетов на рис.1 и 2 свидетельствуют о возможности расчета параметров поля излучений по методу эквивалентных протонов; для установления диапазона применения метода по энергии ядер-снарядов и атомному весу необходима дополнительная экспериментальная информация.

При прохождении ядер в толстой мишени /поглотителе/, когда их ионизационный пробег R сравним с пробегом для неупругого взаимодействия $\lambda=1/\mu$ или больше него, необходимо учитывать фрагментацию ядер-снарядов при расчете величин параметров поля излучений. Пользуясь основными закономерностями фрагментации ядер /7-10/, можно поток ядер-снарядов $\Phi(Z, x)$ в толстой мишени на глубине $x < R$, аппроксимировать следующим выражением:

$$\Phi(Z, x) = \Phi_0 \left\{ e^{-\mu x} \delta_{ZZ_0} + e^{-\mu_3 x} \mu_3 x \frac{\nu_3}{Z_3} \times \frac{I_1(2\sqrt{\mu_3 x \nu_3 \ln Z_0/Z})}{\sqrt{\mu_3 x \nu_3 \ln Z_0/Z}} \right\}, \quad /8/$$

где Φ_0 - поток первичных ядер-снарядов, δ_{ZZ_0} - символ Кронекера; Z, Z_0 - порядковые номера ядра-фрагмента и первоначального ядра-снаряда соответственно, $\mu = \sigma_{Z_0} n$, $\mu_3 = \sigma_3 n$, n - число ядер мишени в единице объема, ν_3 - эффективное число фрагментов на одно неупругое взаимодействие ядра-снаряда, I_1 - функция Бесселя первого порядка мнимого аргумента,

$$\sigma_3 = \sigma_Z + (\sigma_{Z_0} - \sigma_Z) e^{-\sigma_{Z_0} n x}, \quad /9/$$

$$Z_3 = Z + (Z_0 - Z) e^{-\sigma_{Z_0} n x}. \quad /10/$$

При установлении зависимости ν_3 от атомного веса ядер-снарядов A и ядер-мишени будем опираться на результаты работ /7-10/. Этим данным удовлетворяет, в частности, следующая зависимость:

$$\nu_3 = 2(1 - e^{-\frac{A}{A'}}), \quad A' = 115(1 - e^{-\frac{A}{20}}). \quad /11/$$

Для описания распределения фрагментов по изотопам $\Phi(x, Z, A)$ сделаем допущение о возможности его представления в факторизованной форме:

$$\Phi(x, Z, A) = \Phi(Z, x) \cdot f(A). \quad /12/$$

Некоторым основанием такого представления являются данные о сечении фрагментации $\sigma_{Z,A}$ в работе^{/8,9/}, согласно которым

$$\sigma_{Z,A} \approx \sigma_Z f_Z(A). \quad /13/$$

Имея в виду, что σ_Z есть сумма сечений образования всех изотопов с данным Z , можно получить усредненную функцию распределения по элементам:

$$f(A) = \frac{\sum_{Z=1}^{Z_m} \sigma_{Z,A} / \sigma_Z}{m}. \quad /14/$$

Результаты работы^{/8/} показывают, что $f_Z(A)$ и $f(A)$ существенно асимметричны относительно значения $A_{\text{макс}}$, которое соответствует максимальной величине $\sigma_{Z,A} \rightarrow \sigma_{Z,A_{\text{макс}}}$; $A_{\text{макс}}$, как правило, совпадает с атомным весом наиболее распространенных изотопов на Земле с данным Z . В таблице представлены значения $f(A)$ в зависимости от разности $A - A_{\text{макс}}$, вычисленные с помощью /14/ на основе экспериментальных данных^{/8/} при фрагментации ^{40}Ar энергии 213 МэВ/нуклон в соударениях с углеродом.

Таблица

Распределение по изотопам

$A - A_{\text{макс}}$	0	-1	+1	-2	+2	-3	+3
$f(A)$	0,395	0,21	0,23	0,054	0,104	0,0066	0,0234
3Σ	-	0,1	0,1	0,040	0,042	0,0047	0,0134

Σ^2 - дисперсия $f(A)$.

Зная распределение потока ядер-снарядов с их фрагментами /12/ и зависимость числа эквивалентных протонов от $A/2$, получим формулу для расчета числа эквивалентных протонов на различной глубине x в мишени, состоящей из одного изотопа:

$$N(x) = \sum_j \sum_i^{Z_0 A_0} N \Phi(Z_j, A_i, x). \quad /15/$$

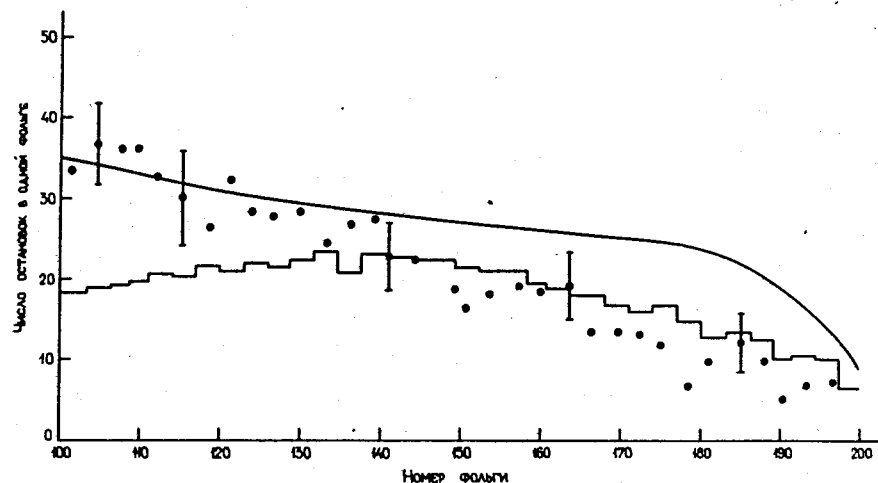


Рис.3. Зависимость числа остановок ядер-фрагментов кремния в одной фольге от ее номера: • - эксперимент; - - расчет методом Монте-Карло; - - - - полуаналитический расчет.

Параметр поля вне мишени ξ_{A_0} /спектр, флюенс, доза/ при бомбардировке мишени толщиной d ядрами в соответствии с /1/ будет:

$$\xi_{A_0} = \int_0^d \xi_p(x) N(x) \sigma_3 n dx. \quad /16/$$

Рис.3 иллюстрирует степень согласия рассчитанных на основе формулы /12/ данных с результатами экспериментов^{/11/}.

Результаты полуаналитического расчета, полученные на основе /12/, нормированы на экспериментальные данные для сотого номера фольги; результаты, полученные методом Монте-Карло^{/11/}, нормированы на общее число остановок ядер-фрагментов.

В заключение автор выражает благодарность Л.Г.Бескровной и Хо Ки Хону за помощь при выполнении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goldhaber A.S., Heckman H.H. Annu.Rev.Nucl.Part.Sci., 1978, 28, p.161.
2. Alsmiller R.G. et al. ORNL-4046 UC-34-Physics, Oak Ridge, 1967.
3. Cecil R.A. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.2471.

4. Cecil R.A. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.2013.
5. Shibata T. et al. Nucl.Phys., 1978, A308, p.513.
6. Shilberberg R., Tsao C.H. The Astrophys.Journ.Suppl.Ser., 1973, 25, No.220(1), p.315.
7. Greener D.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.152.
8. Vigogi G.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.33.
9. Westfall G.D. et al. Phys.Rev., 1979, C19, p.1309.
10. Morrissey D.J. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.1783.
11. Heinrich W. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1981, 190, p.369.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июня 1982 года.