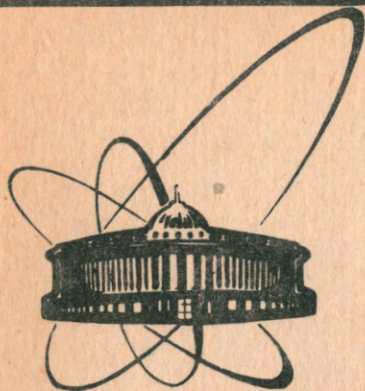


89-763



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-89-763

В.С.Барашенков, А.Полянский, А.Н.Соснин

АППРОКСИМАЦИЯ НУКЛОН-ЯДЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ

1989

Барашенков В.С., Полянский А, Соснин А.Н.
Аппроксимация нуклон-ядерных сечений

P2-89-763

Обсуждаются различные феноменологические аппроксимации нейтрон- и протон-ядерных сечений. Предложена аппроксимация, применимая для σ_{in} в области энергий от нескольких десятков МэВ до нескольких тысяч ГэВ, и для σ_{el} и σ_{tot} при энергиях, больших нескольких сотен МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Barashenkov V.S., Polanski A., Sosnin A.N.
Nucleon-Nucleus Cross Sections Approximation

P2-89-763

Different phenomenological approximations of neutron- and proton-nucleus cross sections are discussed. An approximation applicable for σ_{in} in the energy range from several dozens of MeV to several thousands of GeV, and for σ_{el} and σ_{tot} at energies exceeding several hundreds of MeV, is suggested.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989

Табличное задание экспериментальных сечений нуклон-ядерных взаимодействий в расчетах, связанных с распространением потоков частиц в многокомпонентных средах, занимает большой объем памяти ЭВМ, а для тех диапазонов энергий T и массовых чисел ядер A , где нет измерений, вообще затруднительно. Преодолеть трудности можно с помощью феноменологических выражений $\sigma(T, A)$, интерполирующих и экстраполирующих известные экспериментальные данные. Удачная аппроксимация существенно облегчает расчеты, особенно при использовании небольших машин.

При достаточно больших энергиях, когда уже не важны кулоновские силы, а дебройлевская длина волны налетающей частицы значительно меньше радиуса ядра, сечение неупругих взаимодействий часто аппроксимируется выражением

$$\sigma_{in}(T, A) = \sigma_0(T) A^{\alpha_{in}(T)} \quad /1/$$

с показателем $\alpha_{in} = 2/3$. Однако такое значение α_{in} соответствует лишь "черным" ядрам с резкой границей. Для "серых" ядер с диффузным краем зависимость $\sigma_{in}(T)$ несколько более сильная. Это видно из рисунка, где приведены "экспериментальные" значения α_{in} , вычисленные на усредненных экспериментальных данных о σ_{in} . При всех энергиях, больших нескольких десятков МэВ, $\alpha_{in} = 0,7 \div 0,72$, что приводит к $10 \div 15\%$ увеличению отношения сечений $\sigma_{in}(Pb)/\sigma_{in}(C)$.

Полное сечение σ_t и сечение упругого рассеяния σ_{el} также можно аппроксимировать выражениями типа /1/. Однако их точность, особенно при $T < 100$ МэВ и для легких ядер, значительно хуже, чем в случае σ_{in} . В среднем /см. рисунок/ степенной показатель $\alpha_t(T)$ примерно на 10%, а $\alpha_{el}(T)$ на $20 \div 30\%$ больше α_{in} . В области очень высоких энергий $T \gg 10$ ГэВ $\alpha_t = 0,78$, $\alpha_{el} = 0,92$.

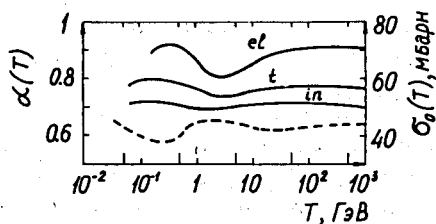
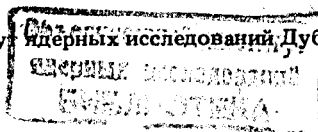


Рис. Энергетическая зависимость показателя α /слева/ и функции σ_0 /справа/ в степенной аппроксимации сечений σ_{in} , σ_{el} , σ_t . Пунктир - $\sigma_0(T)$.



Энергетическая зависимость параметра сдвига $C(T)$
в сечениях σ_{in} и σ_{el}

| T, ГэВ | $C_{in}(T)$ | $C_{el}(T)$ | T, ГэВ | $C_{in}(T)$ | $C_{el}(T)$ |
|--------|-------------|-------------|--------|-------------|-------------|
| 0,015 | -0,4 | - | 0,6 | 1,05 | 2,07 |
| 0,02 | -0,22 | - | 0,8 | 1,03 | 1,95 |
| 0,05 | 0,63 | - | 1,0 | 1,0 | 1,88 |
| 0,1 | 1,05 | - | 2,0 | 0,95 | 1,75 |
| 0,15 | 1,15 | - | 10,0 | 1,0 | 1,95 |
| 0,2 | 1,23 | 2,2 | 10^2 | 1,05 | 2,1 |
| 0,3 | 1,25 | 2,27 | 10^3 | 1,05 | 2,1 |
| 0,4 | 1,2 | 2,18 | | | |

Более точную аппроксимацию сечений можно получить путем введения феноменологических поправочных членов. Примером может служить формула Виллиамсона^{/1/} или выражения, найденные Б.С.Сычевым с сотрудниками^{/2/}. К сожалению, такие поправки хорошо работают лишь в случае σ_{in} , а для σ_{el} и σ_t становятся слишком громоздкими и применимыми лишь в узких интервалах ΔT и ΔA .

Наряду со степенной аппроксимацией типа /1/ можно использовать выражения вида

$$\sigma(T, A) = \pi \gamma_0^2 [A^{1/3} + b(A) - C(T)]^2,$$

возникающие при разложении формул оптической модели, где вся энергетическая зависимость определяется всего лишь одной феноменологической функцией $C(T)$. Примером может служить выражение

$$\sigma(T, A) = \pi \gamma_0^2 [A^{1/3} + b A^{1/3} / (1 + A^{1/3}) + d(1 - 2Z(A) - C(T))^2 (1 - V/E_c)], /2/$$

где $\gamma_0 = 1,1 \times 10^{-13}$ см; $b = 1,85$; $d = 2,5$ и $0,3$ соответственно для σ_{in} и σ_{el} ; Z - зарядовое число ядра; $V = 1,44 \cdot Z / [1,3(A^{1/3} + 1) + \lambda]$ - его кулоновский барьер; λ и E_c - длина дебройлевской волны и кинетическая энергия нуклона в системе центра масс. Достоинством этого выражения является то, что оно применимо также и для описания взаимодействий двух ядер. /Очень близкое выражение, отличающееся от /2/ лишь третьим членом в квадратной скобке и видом функции $C(T)$, использовалось в работе /3//.

В табл.1 приведены значения $C(T)$, подобранные путем сравнения /2/ с кривыми $\sigma_{in}(T, A)$ и $\sigma_{el}(T, A)$, полученными усреднением известных экспериментальных данных с помощью оптической модели. /В монографии /1/ подобный метод использован для построения атласа сечений; в новых кривых учтены все более поздние экспериментальные данные и различия между нейтрон- и протон-ядерными сечениями в области энергий, меньших нескольких сотен МэВ/. Таблицы 2 и 3 иллюстрируют точность рассматриваемой аппроксимации.

Как видно, для неупругих нейтрон- и протон-ядерных сечений аппроксимация с хорошей точностью применима вплоть до энергий $T = 10$ МэВ. /В области еще меньших энергий известны групповые системы констант; см., например, /4//. Исключение составляет ядро гелия, неупругое сечение которого в отличие от всех других ядер в области малых энергий не возрастает, а, наоборот, уменьшается. Сечения неупругих протон-ядерных взаимодействий аппроксимируются с заметно худшей точностью, что отчасти обус-

Таблица 2

Относительная разность сечений $(\sigma_{in}^{экс} - \sigma_{in}^T) / \sigma_{in}^{экс}$, %, где $\sigma_{in}^{экс}$ - усредненное экспериментальное сечение, σ_{in}^T - аппроксимация /2/; п - нейтрон-ядерное, р - протон-ядерное взаимодействия; в скобках указаны данные, рассчитанные с коэффициентом /3/

| T, ГэВ | 10^3 | 1 | 0,4 | 0,1 | 0,05 | 0,02 |
|--------|--------|------|------|------|---------|-----------------------|
| | п, р | п, р | п, р | п р | п р | п р |
| He | -4 | -4 | -0,5 | - | - | - |
| C | 4 | 3 | 0,5 | -6 | -5(-5) | <0,5 1(1) -8 -14(-14) |
| Al | -2 | -0,5 | <0,5 | -4 | -2(-7) | -1 3(-2) 7 5(-2) |
| Cu | -3 | 2 | <0,5 | 0,5 | 8(-0,5) | -7 10(3) 8 19(8) |
| Cd | -1 | 2 | <0,5 | 0,5 | 9(-1) | 0,5 12(3) 0,5 23(7) |
| Pd | -1 | 2 | -0,5 | -0,5 | 20(8) | <0,5 18(7) -5 28(9) |
| U | 1 | 3 | -0,5 | 0,5 | 24(13) | -0,5 17(6) -6 26(16) |

ловлено недостатком экспериментальных данных и, соответственно, большими погрешностями в усредненных значениях $\sigma_{in}^{экс}(T, A)$. Аппроксимацию в этом случае можно существенно улучшить, если ввести феноменологическую зависимость $d(T)$ с тем, чтобы

Таблица 3

Относительная разность сечений $(\sigma_{el}^{эксп} - \sigma_{el}^T) / \sigma_{el}^{эксп}$, %, где $\sigma_{el}^{эксп}$ - усредненное экспериментальное сечение, σ_{el}^T - экстраполяция /1/

| T, ГэВ | 10 ³ | 1,0 | 0,4 | 0,2 |
|--------|-----------------|-----|-----|-----|
| C | -1 | -5 | 7 | 14 |
| Al | -5 | 9 | -2 | -15 |
| Cu | -0,5 | -3 | -3 | -3 |
| Cd | -5 | -8 | -9 | -3 |
| Pd | 0,5 | -1 | 2 | 4 |
| U | 5 | 2 | 4 | 8 |

при $T < 100$ МэВ этот коэффициент оставался практически постоянным и быстро возрастал при переходе к меньшим энергиям, если использовать функцию

$$d(T) = d \{ (1 - Z) + Z / [1 - 0,82 \exp(-0,11 T)] \} \quad /3/$$

Что касается сечения σ_{el} , то аппроксимация /2/ достаточно хороша в области $T > 200$ МэВ /при этом значения $C_{el}(T)$, грубо говоря, на единицу больше $C_{in}(T)$ / и совершенно непригодна при меньших энергиях, где в сечении упругого рассеяния нейтронов проявляется немонотонная структура, особенно для тяжелых ядер*.

В расчетах с аппроксимацией /2/ часто бывает удобным задавать функцию $C(T)$ линейной зависимостью

$$C_{in}(T) = 0,029 T \text{ МэВ} - 0,826$$

при $T = 15 \div 55$ МэВ, а при больших энергиях отрезками парабол

$$C(T) = a \tau^2 + b \tau + c, \quad \tau = \lg T$$

с параметрами, указанными в табл.4.

* Напомним, что в рассеяние низкоэнергетических протонов существенный вклад дают кулоновские силы, благодаря чему рассмотрение сечения "чисто ядерного" рассеяния протонов не имеет большого смысла.

Таблица 4

Параболическая аппроксимация функций $C(T)$

| C | Интервал энергий $T_1 - T_2$ | a | b | c |
|----------|------------------------------|-------|--------|--------|
| C_{in} | 55 - 140 МэВ | -1,97 | -3,07 | -0,052 |
| C_{in} | 140 - 600 МэВ | -1,39 | -1,70 | 0,74 |
| C_{in} | 0,6 - 100 ГэВ | 0,035 | -0,056 | 1,02 |
| C_{el} | 0,2 - 1 ГэВ | -1,28 | -1,40 | 1,87 |
| C_{el} | 1,0 - 10 ГэВ | 0,718 | -0,648 | 1,88 |

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. - Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
2. Сычев Б.С., Калмыков А.Р., Отрощенко Е.А. - Препринт РТИ АН СССР № 834, М., 1983.
3. Кох S. et al. - Phys. Rev., 1987, v.С35, p.1678.
4. Абагян Л.П. и др. - Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоатомиздат, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 ноября 1989 года.