

где  $s'$  — удаление частицы от передней границы слоя;  $F(s')$  — возвращающая сила, приложенная к электрону;  $r_0 = e^2/mc^2$  — классический радиус электрона.

Существенно, что условие сжатия плазменного слоя давлением отраженной радиации выполняется тем лучше, чем тоньше и плотнее сгусток. Это открывает возможности, благоприятствующие осуществлению автоматической продольной фокусировки сгустка реакцией собственного излучения.

Однако в реальном (ограниченном в трех измерениях) сгустке падающая радиация неизбежно создает помимо реакции излучения квазистатические поля, которые не ускоряют сгусток как целое, но вызывают его деформацию. Такие поля в сгустках, поперечные размеры которых малы по сравнению с длиной волны в вакууме, могут играть преобладающую роль.

Если ускоряющие радиационные силы по своей природе ведут себя инвариантно, т. е. всегда фокусируют малый сгусток в продольном направлении, то характер воздействия внутренних (квазистационарных) сил существенно зависит от конфигурации падающей волны и сгустка. В частности, в работе [9], в которой впервые была выявлена закономерность продольной автофокусировки системы зарядов радиационными диссипативными силами, показано, что короткодействующие квазистационарные радиационные силы приводят к взаимному отталкиванию пары близко расположенных (один за другим) электронов в случае поперечной поляризации электрического поля рассеиваемой волны и к их взаимному притяжению в случае продольной поляризации, вследствие чего продольная ориентация

электрического вектора ускоряющей волны может оказаться более предпочтительной, чем поперечная.

Очевидно, что тенденция продольной автофокусировки тонкого слоя среды в потоке радиации реакцией собственного излучения среды, благоприятствующая стабильности ускоряемых сгустков плазмы, в принципе может быть использована для удержания и изоляции локализованной стационарной среды (например, волновым давлением независимых встречных потоков радиации). Автор выражает глубокую признательность акад. В. И. Векслеру и проф. М. С. Рабиновичу за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступило в Редакцию 24/I 1964 г.

В окончательной редакции 27/VII 1964 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Векслер. «Атомная энергия», 2, 427 (1957).
2. М. Л. Левин, М. С. Рабинович, Г. А. Аскарьян. Proc. of Inter. Conf. CERN, 1959, p. 315.
3. Г. А. Аскарьян и др. Nuclear Fusion. Supplement, Part 2, 1962, p. 797.
4. И. Е. Тамм. «Труды ФИАН СССР», 18, 3 (1962).
5. В. В. Янков. ЖЭТФ, 32, 926 (1957).
6. Л. М. Коврижных. ЖЭТФ, 33, 72 (1957).
7. М. Л. Левин. «Атомная энергия», 8, 134 (1960).
8. Д. А. Страттон. Теория электромагнетизма. М., Гостехтеориздат, 1948.
9. В. В. Янков. ЖЭТФ, 45, 1634 (1963).

УДК 539.17.014

## К расчету среднего квадрата импульса ядра отдачи при испарении

Ф. П. Децисов, В. П. Милованов

При исследовании ядерных реакций при высоких энергиях необходимо учитывать импульс, приобретаемый ядром отдачи при испарении ядерных частиц. В работах [1, 2] средний квадрат импульса ядра отдачи  $p_0^2$  рассчитывается так же, как импульс бронуновской частицы:

$$\overline{p_0^2} = \sum_{i=1}^m \overline{p_i^2}, \quad (1)$$

где  $p_i$  — импульс  $i$ -й испаряющейся частицы, а  $m$  — число испаряющихся частиц. Однако такой расчет, основанный на аналогиях, оказывается лишь приближенным и в ряде случаев может привести к заметным ошибкам.

Более точное рассмотрение вопроса требует учета движения ядра, вызванного испарением из ядра всех предыдущих частиц.

Рассмотрим неподвижное ядро с массой  $A$ , возбужденное до энергии  $E_0$ , из которого испаряется  $m$  частиц с импульсами  $p_i$  и массами  $a_i$ . Импульс, полученный ядром отдачи, по закону сохранения импульса равен

$$p_0 = - \sum_{i=1}^m p_i. \quad (2)$$

Возведем это равенство скалярно в квадрат и усредним по направлениям и абсолютным величинам векторов  $p_0$ :

$$\overline{p_0^2} = \sum_{i=1}^m \overline{p_i^2} + \sum_{i \neq j}^m \overline{(p_i, p_j)}. \quad (3)$$

Видно, что истинное выражение для  $p_0^2$  отличается от выражения (1) добавочным членом  $\delta = \sum_{i \neq j}^m \overline{(p_i, p_j)}$ .

Чтобы оценить  $\delta$ , подставим каждый импульс  $p_i$  в лабораторной системе координат в виде его изотропной части  $p_{i0}$ , т. е. импульса, получаемого  $i$ -м нуклоном в системе движущегося ядра, и импульса  $p_{i1}$ , связанного с движением ядра и вызванного испарением из ядра всех предыдущих нуклонов.

Очевидно,  $p_{i1} = - \sum_{l=1}^{i-1} a_l p_l$ , где  $a_l = \frac{a_l}{A_l}$  (здесь  $A_l$  — масса ядра после испарения  $l$ -й частицы). Принимая

в  $\delta$  для простоты  $a_i = \bar{a} = \sum_{l=1}^m \frac{a_l}{m}$ ,  $\overline{p_{i0}^2} = \overline{p_i^2}$ , учитывая,

что  $\overline{(p_{i0}, p_{j0})} = 0$ , и пренебрегая членами с  $\alpha^2$ , получим

$$\delta = \sum_{i \neq j}^m \overline{(p_i, p_j)} = -2\bar{\alpha} \sum_{i=1}^m (m-i) \overline{p_i^2}.$$

Пренебрегая изменением температуры остаточного ядра, в поправке можно считать  $\overline{p_i^2} = p_j^2$ , где  $i, j = 1, 2, \dots, m$ . Тогда

$$\delta = -2\bar{\alpha} \sum_{i=1}^m (m-i) \overline{p_i^2} = -\bar{\alpha} (m-1) \sum_{i=1}^m \overline{p_i^2}$$

и 
$$\overline{p_0^2} = [1 - \bar{\alpha} (m-1)] \sum_{i=1}^m \overline{p_i^2}. \quad (4)$$

Впервые формула (4) для  $m = 3$  была использована в работах [3, 4]. При  $\bar{\alpha} = 0$  формула (4) переходит

в соотношение (1). Однако при  $\bar{\alpha} \approx 0,1$  ( $A \approx 10$ ) ошибка, связанная с использованием соотношения (1), может достигать 20–30%.

Поступило в Редакцию 22/IV 1964 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Fung, I. Perlman. Phys. Rev., 87, 723 (1952).
2. Н. И. Борисова, М. Я. Кузнецова, Л. Н. Курчатова, В. Н. Мехедов, Л. В. Чистяков. ЖЭТФ, 37, 366 (1959).
3. F. Denisov, P. Cherenkov. Proc. Conf. Nucl. Phys. Dunod, Paris, 1959, p. 676.
4. В. А. Балицкий, Ф. П. Денисов. В кн. «Труды Второй всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях». М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 450.

УДК 621.039.538.7

## Спектры быстрых нейтронов в тяжелых средах и воде

Д. Л. Бродер, А. С. Жилкин, А. А. Кутузов

Защитные свойства железа, свинца, а также железо- и свинцово-водных композиций изучались ранее как экспериментально, так и теоретически [1–3]. Измерения осуществлялись с помощью пороговых детекторов.

Расчеты для тяжелых сред проводились в  $P_8$ -приближении метода сферических гармоник. В работах [1, 2] были рассчитаны спектры быстрых нейтронов, замедляющихся в железе и свинце. Точность этих расчетов проверялась путем сравнения расчетных и экспериментальных значений активации различных пороговых детекторов. Однако получить спектр нейтронов по результатам измерений пороговыми индикаторами затруднительно.

Представляет также интерес поведение спектра нейтронов вблизи границы раздела тяжелая среда — вода, так как применяемые в настоящее время методы расчета биологической защиты наименее точны именно в приграничных областях вследствие быстрого изменения спектра и угловых распределений нейтронов.

В настоящей работе спектры замедляющихся нейтронов в железе, свинце и воде за слоем железа и свинца от моноэнергетических источников с  $E_0 = 3,4$  Мэв и  $E_0 = 15$  Мэв измерены сцинтилляционным спектрометром. В качестве спектрометра использовался кристалл стильбена в сочетании с ФЭУ-13 и 100-канальный амплитудный анализатор АИ-100. Дискриминация  $\gamma$ -фона осуществлялась по времени высвечивания [4].

Измерения проводились в призмах из железа и свинца размерами  $710 \times 710 \times 600$  мм. При измерениях в воде слой железа и свинца располагались между мишенью ускорителя и баком с водой.

На рис. 1–6 показаны измеренные спектры замедляющихся нейтронов от источников с  $E_0 = 3,35$  Мэв и  $E_0 = 14,9$  Мэв. Все спектры приведены к одному и тому же значению потока нейтронов в интервале энергий 3,2–3,5 Мэв для источника с  $E_0 = 3,3$  Мэв и в интервале 14,45–15,65 Мэв для источника с  $E_0 = 14,9$  Мэв. На рис. 1, кроме того, для сравнения при-

веден спектр нейтронов, измеренный в работе [5] с источником  $E_0 = 3$  Мэв для барьерной геометрии. Видно, что спектр, измеренный в настоящей работе, мягче, чем в работе [5]. Это можно объяснить различием в геометрии опытов.

Сравнение рассчитанного в работах [1, 2] спектра нейтронов в железе от источника с  $E_0 = 14,9$  Мэв с измеренным на расстоянии 40,5 см от источника указало на довольно значительное расхождение в спектрах. Так, при значениях  $E$ , равных 1,25 и 4 Мэв, спектры различаются в четыре и шесть раз соответственно. Это, по-видимому, объясняется тем, что в работах [1, 2] при расчетах был сделан ряд упрощающих предположений. В частности, пренебрегалось замедлением при упругом рассеянии, не учитывались нейтроны, попавшие в интервал энергий 6–14 Мэв. Кроме того, определенную роль могли играть неточности в знании величины и угловой зависимости эффективных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами железа.

На рис. 4 сравнивается измеренный спектр нейтронов в свинце с рассчитанным в работе [2]. Видно, что совпадение удовлетворительное. В этом случае упругое замедление может играть значительно меньшую роль, а отклонение спектра неупруго рассеянных нейтронов в интервале энергий 6–14 Мэв от максвелловского учитывалось при расчете.

На рис. 5 и 6 приведены спектры нейтронов, измеренные в воде за слоем железа ( $E_0 = 3,35$  Мэв) и свинца ( $E_0 = 14,9$  Мэв). Спектр нейтронов на значительном расстоянии в воде за слоем свинца или железа для нейтронов от источника с  $E_0 = 14,9$  Мэв значительно отличается от спектра нейтронов в чистой воде на таком же расстоянии. Спектр в воде за свинцом оказывается существенно богаче рассеянными и замедленными нейтронами, чем спектр в чистой воде, причем форма спектра рассеянных нейтронов одинакова. Это происходит потому, что поток нейтронов с энергией, близкой к начальной, за слоем свинца или железа становится более изотропным, что приводит к большему