ФЭИ-253

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л. К. КОЗЛОВСКИЙ, Н. С. РАБОТНОВ

О выстраивании составных ядер орбитальным моментом налетающей частицы

Обнинск — 1971

ФЭИ-253

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л.К. Козловский, Н.С. Работнов

О ВЫСТРАИВАНИИ СОСТАВНЫХ ЯДЕР ОРБИТАЛЬНЫМ МОМЕНТОМ НАЛЕТАЮЩЕЙ ЧАСТИЦЫ

Обнинск – 1971

Показано, что распространенное утверждение о выстраивании составных ядер в плоскости, перпендикулярной пучку, вообще говоря, неверно, и в некоторых случаях, в зависимости от соотношения между спином ядра-мишени и орбитальным моментом налетающей частицы может получиться довольно сильный обратный эффект, т.е. преимущественное выстраивание вдоль направления пучка. Рассчитаны значения выстроенности составных ядер в зависимости от спина ядра мишени и момента нейтрона. Полученные результаты обсуждаются применительно к угловым распределениям осколков деления ядер нейтронами.

Анизотропные угловые распределения продуктов ядерных реакций, идущих через составное ядро, наблюдаются благодаря тому факту, что ядра, образующиеся в результате поглощения хаотически ориентированными ядрами мишени налетающих частиц, орбитальный момент которых имеет нулевую проекцию на направление своего движения, оказываются выстроенными преимущественно в плоскости, перпендикулярной пучку. Если направление вылета частиц-продуктов коррелирует с направлением оомента составного ядра, то это и приводит к анизотропии углового распределения. Это соображение, качественная справедливость которого очевидна, было примерно в такой форме высказано в 1955 году О.Бором [1] для объяснения резкой анизотропии угловых распределений осколков фотоделения.

В настоящей работе мы покажем, что утверждение о выстраивании составных ядер в плоскости, перпендикулярной пучку, вообще говоря, неверно, и в некоторых случаях, в зависимости от соотношения между спином ядра-мишени и орбитальным моментом налетающей частицы может получаться довольно сильный обратный эффект, т.е. преимущественное выстраивание вдоль направления пучка. Обсуждаются также некоторые возможные следствия этого факта применительно к угловым распределениям осколков деления ядер нейтронами.

Если ядра мишени не ориентированы, спиновое состояние составных ядер описывается матрицей плотности. Её удобно разложить в ряд по спин-тензорам, среднее значение каждого из которых соответствует некоторому моменту функции распределения составных ядер с заданным спином по значениям проекции на выделенное направление в пространстве, в качестве которого мы выберем направленеи пучка падающих частиц /см., например, [2] /. Первый момент, пропорциональный $\overline{m_J}$, называется поляризацией и в случае рассматриваемых нами неполяризованных пучков и мишеней равен нулю. Со вторым моментом связана другая мера ориентации, называемая выстроенностью, она определяется как

$$f_2 = \frac{1}{J(2J-1)}\left[3\,\overline{m_J^2} - J(J+1)\right] \qquad (1)$$

,где J – полный момент ядра. Нормировочный множитель выбран так, чтобы в чистом состоянии с максимально возможным значением проекции, т.е. при $m_J = J$ выстроенность f_2 =+1. Возможен и другой выбор постоянной.

Если составные ядра с моментом J и проекциями m_J образуются при поглощении ядром-мишенью со спином I частицы с полным моментом j, то, очевидно

$$\overline{m_J^2} = \frac{2j+1}{2(2I+1)} \sum_{m_j, m_I, m_J} (j I m_j m_I | J m_J)^2 m_J^2 \qquad (2)$$

,где $(jIm_j m_I|Jm_J)$ коэффициент Клебша-Гордана. Если налетающая частица бесспиновая, то $m_j=0$, а $j=\ell$/ ℓ-орбитальный момент налетающей частицы/. Для нуклонов $m_j=\pm\frac{1}{2}$. В обоих этих случаях момент налетающей частицы полностью выстроен в плоскости, перпендикулярной пучку, т.е. выстроенность принимает отрицательное, максимально возможное по модулю для данного момента значение. При поглощении такой частицы бесспиновым ядром составное ядро получит те же значения момента и выстроенности, которые были у налетающей частицы. По-иному обстоит дело, если ядро-мишень имеет отличный от нуля спин.

Сущность обсуждаемого эффекта проще всего пояснить на конкретном примере. Пусть ядра с $I=7/2$ поглощают нейтроны, обладающие полным моментом $j=3/2$. Используя простой в этом случае явный вид коэффициентов Клебша-Гордана, получаем, что для составных ядер с моментами $J=2,3,4,5$, образование которых разрешается законами сохранения момента, выстроенность f_2, рассчитанная с помощью выражений (I-2) будет равна -0,2; +0,4; +0,175 и -0,347 соответственно. Если усреднить эти значения с весом $(2J+1)$, которому пропорциональна вероятность образования ядер с моментом J, то получится величина f_2 =-0,02I. Таким образом, в соответствии с высказанными выше наглядными соображениями средняя плотность, действительно, отрицательна, что соответствует преимущественной ориентации в плоскости, перпендикулярной пучку. Однако, она мала по абсолютной величине и складывается из существенно больших по модулю величин разного знака. Это означает, что если вероятность реакции зависит от J, то может случиться, что главный вклад в угловое распределение, определяющий знак анизотропии, дадут как раз ядра, выстроенные вдоль направления пучка.

В таблице I приводятся значения выстроенности составных ядер в зависимости от полного момента для $I = 5/2$ и $7/2$ и различных значений j. Из этих результатов видно, что значения f_2 становятся отрицательными для всех J лишь при $j \geq 9/2$, начиная с этого же значения быстрее растет абсолютная величина средней выстроенности f_2.

Появление положительной выстроенности для некоторых значений J в результате сложения момента налетающей частицы, обладающего предельной возможной отрицательной выстроенностью, и спина ядра-мишени, выстроенность которого равна нулю, имеет чисто геометрическую природу и не является специфическим свойством квантовых векторов. Чтобы показать это, рассмотрим следующий классический аналог рассматриваемой задачи: сложение двух случайно ориентированных векторов длиной I и j, у одного из которых фиксирована проекция m_j на выделенную ось, в суммарный вектор длины J. Выбор системы координат и обозначения ясны из рис.I. Фиксация длины суммарного вектора задает $\angle\theta_1$, и усреднение надо проводить только по φ, поскольку от азимутального угла φ_j ничто не зависит, и его можно положить равным нулю. По известной формуле сложения

$$\cos\theta = \cos\theta_1 \cos\theta_0 + \sin\theta_1 \sin\theta_0 \cos\varphi \qquad (3)$$

Поскольку

$$\cos\theta_1 = \frac{J^2 - I^2 - j^2}{2Ij}, \quad \cos\theta_0 = \frac{m_j}{j}, \quad M = j\cos\theta_0 + I\cos\theta \qquad (4)$$

, то

$$\overline{M^2} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} M^2 d\varphi = A^2 + \frac{1}{2}B^2 \qquad (5)$$

, где $$A^2 = \frac{m_j}{2j^2}\left(J^2 + j^2 - I^2\right)$$, а

$$B^2 = \frac{1}{4j^2}\left(j^2 - m_j^2\right)\left(2I^2j^2 + 2I^2J^2 - 2Jj^2 - I^4 - J^4 - j^4\right) \qquad (6)$$

Классическую выстроенность по аналогии с (I) можно определить как

$$f_{кл.} = \frac{3\overline{M^2} - J^2}{2J^2} \qquad (7)$$

Для примера, рассмотренного выше, т.е. при $I = 7/2$, $j = 3/2$, $m = 1/2$ выражения (5-7) дают $f_{кл} = -0,333$; $+0,1605$; $+0,042$ и $-0,333$ соответственно. Более детальное сравнение результатов, получаемых по формулам (I-2) с одной стороны и (5-7) с другой, показывают, что все качественные особенности воспроизводятся классическими формулами, а получаемые с их помощью количественные значения становятся близки к точным при достаточно больших моментах составного ядра $J \geqslant 4$, как и следует ожидать.

Из общей теории угловых распределений ядерных реакций известно [3], что сложность угловой зависимости дифференциального сечения определяется величиной максимального орбитального момента налетающей частицы ℓ. Максимальный ранг полинома Лежандра в разложении $d\sigma/d\Omega = \sum_{K=0}^{K_{max}} A_K P_K(\cos\theta)$ есть $K_{max} = 2\ell_{max}$. С точки зрения вышеизложенного наибольший интерес представляет случай $\ell = 1$, когда выстроенность является единственным спин-тензором с отличным от нуля средним значением и полностью определяет форму угловых распределений. Известным примером реакции, которая идет через составное ядро, и при которой направление разлета продуктов сильно коррелирует с направлением момента количества движения составного ядра, является деление тяжелых ядер нейтронами при энергиях возбуждения, близких к порогу. В этом случае, как было показано О.Бором [I], наиболее энергетически выгодным является значение проекции момента ядра на ось деления К=0. Это означает, что осколки преимущественно разлетаются в плоскости, перпендикулярной моменту, что с наибольшей ясностью было продемонстрировано результатами изучения угловых распределений осколков фотоделения [4]. При образовании составного делящегося ядра за счет поглощения нейтрона с отличным от нуля орбитальным моментом следует ожидать преимущественного испускания осколков в направлении "вперед-назад", если исходить из упомянутых общих соображений о преимущественном выстраивании составных ядер в плоскости, перпендикулярной направлению пучка. Это предсказание согласовалось с многочисленными экспериментальными фактами. Тем более трудно объяснить обнаружение анизотропии осратного знака при делении U^{235} нейтронами с энергией в несколько десятков кэв, когда анизотропный вклад в дифференциальное сечение деления практически дают только р-нейтроны [5]. Соображения, изложенные выше, указывают на возможное объяснение этой аномалии: как следует из результатов, приведенных в таблице I, примерно половина составных ядер, образующихся при взаимодействии р-нейтронов с моментом 3/2 с ядрами U^{235}, выстроено преимущественно вдоль направления пучка. Результаты экспериментов [5] означают, что эти ядра /с моментами 3 и 4/ имеют в среднем несколько более высокую делимость, чем ядра с моментами 2 и 5.

ЛИТЕРАТУРА

1. O.Bohr. Int. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy (Proc. Conf. Geneva, 1955) 2, UN, New-York (1955), 151.
2. А.М.Балдин и др. Кинематика ядерных реакций. Атомиздат, М., 1968, стр. 264.
3. Г.Я.Любарский. Теория групп и её применение в физике. Физматгиз. Москва, 1968, стр. 313.
4. W.J.Winhold, P.I.Demos, I.Halpren, Phys. Rev., 87, 1139 (1952).
5. И.И.Бондаренко и др. Compt. Rend. Congr. Int. Phys. Nucl. Paris, 1964, v.2, p.1132.

Таблица I.

Зависимость встроенности составного ядра с моментом J от спина ядра-мишени и полного момента поглощаемого нейтрона.

Спин ядра-мишени	Момент нейтрона	Спин сост. ядра	Встроенность
5/2	I/2	2	0
		3	0
	3/2	I	-0,2
		2	+0,5
		3	+0,I2
		4	-0,3928
	5/2	0	0
		I	+0,9I42
		2	+0,2857
		3	+0,0228
		4	-0,2244
		5	-0,4952
	7/2	I	-0,7I42
		2	-0,II90
		3	-0,I428
		4	-0,2397
		5	-0,37I4
		6	-0,5303
7/2	I/2	3	0
		4	0
	3/2	2	-0,2
		3	+0,4
		4	+0,I57I
		5	-0,3466
	5/2	I	-0,2857
		2	+0,4857
		3	+0,3428
		4	+0,II83
		5	-0,I485
		6	-0,4545
	7/2	I	+0,9523
		2	+0,03809
		3	+0,I904
		4	+0,0340
		5	-0,I269
		6	-0,3030
		7	-0,498I

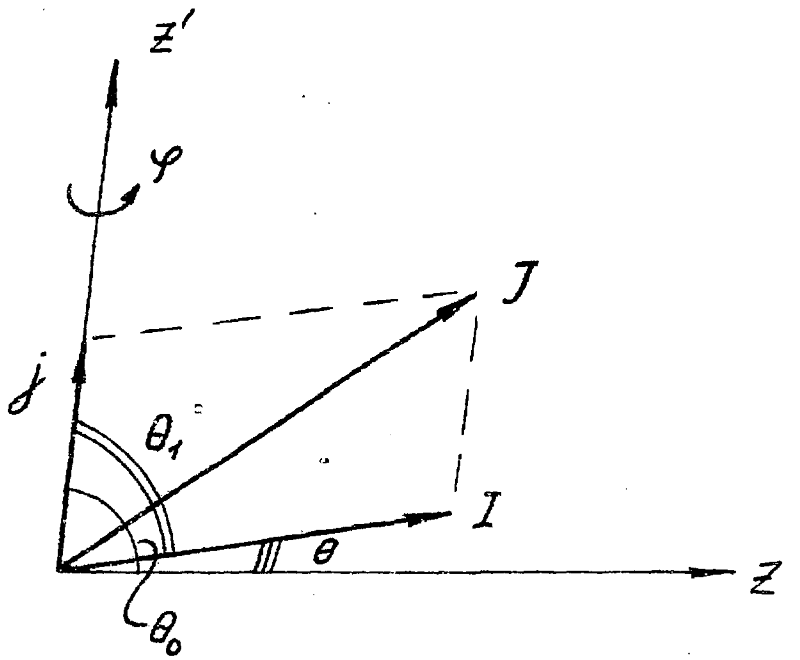

Рис. I. Схема сложения моментов и обозначения углов в классической модели

Препринт ФЭИ-253. Т-08419 от 5.У.71 г. Заказ № 183. Тираж 120.
Объем 0,5 уч.-изд.л. Отпечатано на ротапринте ФЭИ, июнь 1971 г.
Цена 5 коп.