К ВОПРОСУ ОБ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ В ПРЯМЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

On the Problem of Angular Correlations in Direct Nuclear Reactions

А. И. Титов

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики, Дубна*

(*Поступила в редакцию 31 августа 1972 г.*)

Получена формула для угловой корреляции в прямых ядерных реакциях $A+\alpha \to B+\beta \to C+\gamma+\beta$. Проанализирован частный случай плосковолного приближения, а также, проведен учет искажения в рамках высокоэнергетического приближения для реакции: $^{12}C+{}^{6}Li \to {}^{16}O+d \to {}^{12}C+\alpha+d$.

A formula is obtained for the angular correlation in direct nuclear reactions of the type $A+\alpha \to B+\beta \to C+\gamma+\beta$. The specific case of the plane-wave approximation is analyzed, and distortions within the framework of the high-energy approximation for the reaction $^{12}C+{}^{6}Li \to {}^{16}O+d \to {}^{12}C+\alpha+d$ are calculated.

Исследование угловых корреляций в реакциях $A+\alpha \to B+\beta \to C+\gamma+\beta$ может служить простым и достаточно надежным методом определения свойств высоковозбужденных состояний ядра B.

В настоящей работе дается вывод функции угловой корреляции для такой реакции в рамках метода искаженных волн. При этом предполагается, что реакция идет в две стадии, а именно, вначале передача частицы (или кластера) x приводит к высоковозбужденному коллективизированному состоянию ядра B, а затем это ядро распадается с вылетом частицы γ. Если предположить, что распад ядра B не зависит от способа его образования, то амплитуду всего процесса можно представить так:

$$\mathscr{T} = \sum_{M_B} T(I_B M_B, \boldsymbol{k}_\beta; I_A M_A, \boldsymbol{k}_\alpha)\Gamma(I_C M_C, \boldsymbol{k}_\gamma; I_B M_B), \tag{1}$$

* Адрес: Joint Institute for Nuclear Research, Head Post Office, P.O. Box 79, Moscow, USSR.

где T — амплитуда срыва частицы x, Γ — амплитуда распада ядра B, а суммирование ведется по ненаблюдаемым квантовым числам проекции момента ядра B. Функция угловой корреляции определяется следующим образом [1]

$$W = \frac{1}{2I_A+1} \sum_{M_A M_C} |\mathscr{T}|^2. \tag{2}$$

Для определения амплитуды срыва воспользуемся методом искаженных волн:

$$T = \langle \psi_\beta^{(-)} | V(x\beta) | \psi_\alpha^{(+)} \rangle, \tag{3}$$

$$\psi_{\alpha,\beta}^{(\pm)} = \Phi_{A,B}(IM) \chi_{\alpha,\beta}^{(\pm)}, \tag{4}$$

при этом $\Phi_{A,B}(IM)$ — волновые функции ядер A и B, $\chi_{\alpha,\beta}^{(\pm)}$ волновые функции, описывающие относительное движение в каналах $A+\alpha$ и $B+\beta$.

Как обычно, волновую функцию ядра B представим в виде разложения:

$$\Phi_B = \sum_{IMjv} \sqrt{S_{Ij}} \langle IMjv | I_B M_B \rangle U_{jv}, \tag{5}$$

где U_{vj} имеет смысл функции, описывающей движение центра тяжести частицы x в поле ядра A.

Используя это разложение представим амплитуду (3) следующим образом:

$$T = \sum_{jv} \sqrt{S_{I_A j}} \langle I_A M_A jv | I_B M_B \rangle I_{jv}(\boldsymbol{k}_\alpha, \boldsymbol{k}_\beta); \tag{6}$$

$$I_{jv} = \int \chi_{k_\beta}^{(-)*} U_{jv} \chi_{k_\alpha}^{(+)} \varphi_\alpha. \tag{7}$$

Здесь $\boldsymbol{k}_\alpha$, $\boldsymbol{k}_\beta$ — импульсы частицы α и β в системе центра масс, а функция φ_α описывает относительное движение частиц x и β в α.

Амплитуду распада Γ можно записать в следующем общем виде:

$$\Gamma = \sum_{em} \langle I_C M_C em | I_B M_B \rangle \kappa_e Y_{em}(\hat{k}_\gamma), \tag{8}$$

где κ_e — парциальная амплитуда распада ядра B в канал $C+\gamma$, а $\boldsymbol{k}_\gamma$ — импульс частицы γ в системе координат с покоящимся промежуточным ядром B.

Подставляя (8) и (6) в (2) получаем следующее выражение для корреляционной функции:

$$W = \frac{1}{2I_A+1} \sum_{M_A M_C} \sum_{\substack{jvemM_B \\ j'v'e'm'M'_B}} \sqrt{S_{I_A j} S_{I_A j'}} \, \kappa_e \kappa_{e'}^* \langle I_C M_C em | I_B M_B \rangle \times$$

$$\times \langle I_C M_C e'm' | I_B M'_B \rangle \langle I_A M_A jv | I_B M_B \rangle \langle I_A M_A j'v' | I_B M_B \rangle Y_{em}^* Y_{e'm'} I_{jv} I_{j'v'}^*. \tag{9}$$

Рассмотрим частный случай, когда ядра A и C четные и спины частиц x и γ равны нулю. Тогда:

$$I_A = I_C = M_A = M_C = 0, \; j = j' = e = e' = I_B,$$

$$v = m = M_B, \; v' = m' = M'_B. \tag{10}$$

В этом случае выражение для корреляционной функции упрощается:

$$W = \Gamma_{I_B} \sum_{M_B M'_B} I_{I_B M_B}(\boldsymbol{k}_\alpha, \boldsymbol{k}_\beta) I_{I_B M_B}(\boldsymbol{k}_\alpha, \boldsymbol{k}_\beta) Y^*_{I_B M_B}(\tilde{k}_\gamma) Y_{I_B M_B}(\tilde{k}_\gamma). \tag{11}$$

Вообще говоря ось z можно выбрать так, чтобы выполнялось соотношение:

$$I_{IM}(\boldsymbol{k}_\alpha, \boldsymbol{k}_\beta) = I_I(\boldsymbol{k}_\alpha, \boldsymbol{k}_\beta)\delta_{M,0}. \tag{12}$$

Тогда корреляционная функция (11) принимает особенно простой вид:

$$W(\vartheta) = c(I_B)\, |P_{I_B}(\cos \vartheta)|^2, \tag{13}$$

где $\vartheta = \widehat{\boldsymbol{k}_\gamma z}$ — угол между осью z и направлением вылета частицы γ из промежуточного ядра, а

$$c(I_B) = \frac{2I_B+1}{4\pi} \Gamma_{I_B} |I_{I_B}|^2. \tag{14}$$

Функция угловой корреляции (13) сильно зависит от момента I_B поэтому изучение угловых корреляций может служить достаточно эффективным методом определения спина возбужденных состояний ядра B.

Остановимся теперь более подробно на вопросе выбора оси z, при котором выполняется условие (12). Исследуем для этой цели интеграл перекрытия (7), который запишем в приближении нулевого радиуса β — x взаимодействия (S — волновое приближение):

$$I_{IM} = \int dr U_I(r) Y^*_{IM}(\hat{r}) \chi^{(-)*}_{k_\beta}(ck_\beta r) \chi^{(+)}_{k_\alpha}(k_\alpha r),$$

$$c = m_A/(m_A + m_\alpha). \tag{15}$$

а) Допустим, что условия эксперимента таковы, что вылетающие частицы β регистрируются под направлением, совпадающим с направлением $\boldsymbol{k}_\alpha$. Тогда раскладывая $\chi^{(\pm)}$ в ряд парциальных волн:

$$\chi^{(+)}_\alpha = \sum_e f^\alpha_e(k_\alpha r) Y_{e0}(\hat{r}) \sqrt{\frac{2e+1}{4\pi}},$$

$$\chi^{(-)*}_\beta = \sum_e f^\beta_e(ck_\beta r) Y_{e0}(\hat{r}) \sqrt{\frac{2e+1}{4\pi}}, \tag{16}$$

получаем вместо (15) следующий результат:

$$I_{IM} = \left\{ \sum_{e_1 e_2} \frac{(2e_1+1)(2e_2+1)}{(4\pi)^{\frac{3}{2}}(2I+1)^{\frac{1}{2}}} \langle e_1 0 e_2 0 | I0 \rangle^2 \int r^2 f^\alpha f^\beta U_I \, dr \right\} \delta_{M,0} =$$

$$= I_I \cdot \delta_{M0}. \tag{17}$$

Таким образом, при такой геометрии опыта, когда направление оси z и импульсов $\boldsymbol{k}_\alpha$ и $\boldsymbol{k}_\beta$ совпадают, корреляционная функция определяется формулой (13) в которой ϑ определяет направление вылета частицы γ по отношению к оси $z \| \boldsymbol{k}_\alpha$.

б) Пусть теперь частицы β регистрируются под некоторым углом к оси пучка. Предположим вначале, что искажениями в каналах $A+\alpha$ и $B+\beta$ можно принебречь. Тогда заменяя $\chi^{(\pm)}$ в (15) на плоские волны, получим следующее выражение для интеграла перекрытия:

$$I_{lM}(\boldsymbol{k}_\alpha \boldsymbol{k}_\beta) = \int d\boldsymbol{r} U_l(r) Y_{lM}^*(\hat{r}) e^{i\boldsymbol{q}\boldsymbol{r}} = B_l Y_{lM}(\hat{q}), \tag{18}$$

где

$$B_l = \int r^2 U_l(r) j_l(qr) dr$$

— радиальный интеграл перекрытия, а переданный импульс равен:

$$q = \boldsymbol{k}_\alpha - c\boldsymbol{k}_\beta. \tag{19}$$

Таким образом ясно, что при отсчете корреляционного угла ϑ от направления переданного в реакции импульса $\boldsymbol{q}$, соответствующие отклонения в поведении корреляционной функции от закона (13) будут в первую очередь свидетельствовать о наличии искажений в движении частиц в каналах $A+\alpha$ и $B+\beta$.

в) Рассмотрим качественно, к чему приводит искажение в начальном и конечном состоянии. Для этого воспользуемся квазиклассическим приближением, которое должно достаточно хорошо работать при энергиях, для которых выполняется соотношение:

$$\lambda\!\!\!^{-} \ll R,$$

где R — размер ядра, $\lambda\!\!\!^{-}$ — длина волны частиц. В квазиклассическом приближении функции $\chi(\boldsymbol{kr})$ имеют вид:

$$\chi(\boldsymbol{kr}) = e^{i\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r})\boldsymbol{r}}, \tag{20}$$

где $k(r)$ — эффективный импульс в области срыва. Малость области пространства, в котором происходит срыв и, кроме того, небольшие изменения импульса частиц при упругом рассеянии с прицельным параметром $\varrho \geqslant R$, позволяют предположить, что:

$$\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{k}(R_0) \tag{21}$$

где $\boldsymbol{R}_0$ — классическая точка поворота.

Простые соображения, основанные на рассмотрении движения частиц по прямолинейным классическим траекториям позволяют записать этот импульс в виде:

$$\boldsymbol{k}(R_0) = \boldsymbol{k}_0 \left(1 - \frac{U(R_0)}{2E}\right) + \boldsymbol{n} k_0 \sin\frac{\chi}{2}. \tag{22}$$

Здесь U — эффективный потенциал взаимодействия; χ — классический угол частиц рассеяния в поле ядра, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор, перпендикулярный $\boldsymbol{k}_0$ и лежащий в плоскости рассеяния.

Учет (20)—(24) приводит к тому, что формула для корреляционной функции имеет прежний вид (13), однако в качестве угла ϑ выступает уже не угол $\vartheta = \vartheta_{pw}$ между направлением вылета частиц γ и переданным импульсом $\boldsymbol{q}$, а угол $\vartheta = \vartheta_{Dw}$ который отсчитывается от эффективного передаваемого импульса $\boldsymbol{Q}$, получаемого после учета искажения в каналах.

$$Q = \boldsymbol{k}_\alpha(R_0) - c\boldsymbol{k}_\beta(R_0). \tag{23}$$

В этом приближении можно установить связь между углом ϑ_{Dw} и углом ϑ_{pw}

$$\vartheta_{Dw} = \vartheta_{pw} + \Delta\vartheta \tag{24}$$

где:

$$\Delta\vartheta = \widehat{Q\boldsymbol{q}} = \arcsin\left(\frac{ck_\beta}{Q}\sin\left(\xi - \frac{\chi_\alpha + \chi_\beta}{2}\right)\right) - \frac{\chi_\alpha}{2} - \varphi;$$

$$\xi = \widehat{\boldsymbol{k}_\beta \boldsymbol{k}_\alpha}, \quad \varphi = \widehat{\boldsymbol{q}\boldsymbol{k}_\alpha}. \tag{25}$$

По существу $\Delta\vartheta$ — это угол сдвига экспериментальной кривой корреляционной функции к той, которая предсказывается функцией плосковолнового приближения (13).

В качестве примера оценим по приведенным выше формулам величину и характер сдвига кривой угловой корреляции плосковолнового приближения из-за учета искажений в входном и выходном каналах в реакции $^{12}C + {}^{6}Li \to {}^{16}O + d \to {}^{12}C^* + \alpha + d$ изучавшейся экспериментально в работах [2].

На рис. 1 приведен расчет сдвигов $\Delta\vartheta$, как функции параметра R_0. R_0 имеет смысл расстояние наименьшего сближения падающей частицы с ядром A, на ко-

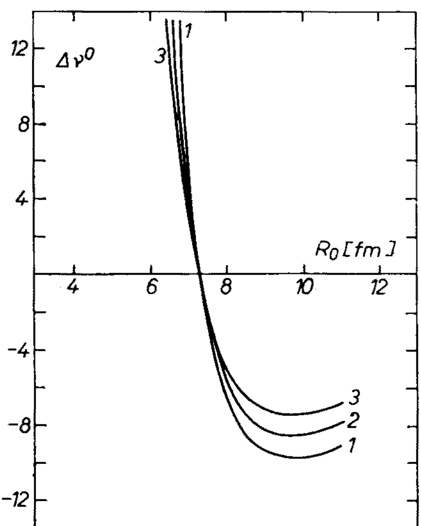

Рис. 1. Зависимость угловых сдвигов $\Delta\vartheta$ как функции параметра R_0 в реакции $^{12}C + {}^{6}Li \to {}^{16}O + d \to {}^{12}C + \alpha + d$. Кривые *1,2,3* отвечают кинетическим энергиям, равным 26, 30 и 34,7 Мэв соответственно. Угол между направлением регистрации дейтонов и осью пучка 10° . Альфа-частицы и дейтоны регистрируются по разные стороны от оси литиевого пучка

тором происходит срыв альфа-частицы. Угловой сдвиг угловой корреляции рассчитывался по квазиклассической формуле (25) для различных кинетических энергий лития с использованием потенциала вида:

$$U = -U_0/(1+\exp((r-R)/a))+U_{\text{coul}}, \tag{26}$$

где в качестве параметров брались: $R = r_0 A^{\frac{1}{3}} = 1{,}2\, A^{\frac{1}{3}}$ fm, $a = 0{,}8$ fm, $U_0^{\text{Li}} = -250$ Мэв, $U_0^d = -100$ Мэв. Расчет проводился для срыва альфа-частицы в возбужденное состояние ($E = 16{,}2$ Мэв) ядра ^{16}O. Аналогичные результаты получаются и в случае срыва на другие возбужденные состояния с энергиями 14,6 и 20,8 Мэв.

Из рисунка видно, что вообще говоря угловой сдвиг довольно сильно зависит от R_0, причем положительным значениям $\Delta\vartheta$ соответствуют такие значения R_0, при которых ядерное притяжение преобладает над кулоновским отталкиванием. Ход кривых $\Delta\vartheta(R_0)$ слабо зависит от кинетической энергии лития и энергии возбуждения кислорода. В принципе исследование зависимости $\Delta\vartheta(R_0)$ может позволить сделать вывод относительно величины радиуса каналов реакции срыва в эти состояния.

В заключение еще раз отметим, что форма кривой корреляционной функции очень чувствительна к моменту I_B возбужденного состояния ядра B, на которое передается частица. Далее, для правильного описания угловой корреляции важно учитывать искажения во входном и выходном каналах. Приведенный выше пример квазиклассического учета этих искажений пригоден при $E_{\text{Li}} \geqslant 25$ Мэв и углах $\chi > 1/kR_0$ и поэтому в данном случае является лишь грубой, качественной оценкой углового сдвига $\Delta\vartheta$. Общая же формула (9) может служить основой для более точных рассчетов в рамках МИВ. Ее можно использовать и для анализа угловых корреляций в других реакциях такого же типа.

Автор выражает искреннюю благодарность В. К. Лукьянову за постоянное внимание к работе, а также В. З. Гольдбергу и В. А. Тимофееву за стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] N. Austern, *Direct Nuclear Reaction Theories*, New York, a. o. Wiley 1970.

[2] К. П. Артемов, В. З. Гольдберг, И. П. Петров, В. П. Рудаков, И. Н. Сериков, В. А. Тимофеев, *ЯФ*, **14**, 292 (1971); K. P. Artemov, V. Z. Goldberg, I. P. Petrov, V. P. Rudakov, I. N. Serikov, V. A. Timofeev, *Phys. Letters*, **37B**, 61 (1971).

[3] А. Б. Мигдал, В. П. Крайнов, *Приближенные методы квантовой механики*, Москва 1966.