



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

E 912

P4-88-528^e

В.Н.Ефимов

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
И ПОЛЯРИЗАЦИЯ γ -КВАНТОВ
В РЕЗОНАНСНЫХ РЕАКЦИЯХ
С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ.
ОБЩИЙ ФОРМАЛИЗМ

1988

§1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в связи с наблюдением P -нечетных эффектов в резонансных реакциях с поляризованными нейтронами возник определенный интерес к так называемым P -четным угловым γ -корреляциям в резонансных (n, γ) -реакциях, связанных с интерференцией двух уровней составного ядра с одинаковыми моментами, но с различной четностью / s - и p -уровни/. Такие P -четные угловые корреляции γ -квантов были измерены в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ в реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ на поляризованных и неполяризованных нейтронах ^{1/}. Целью этих измерений являлось однозначное определение парциальных нейтронных ширин P -уровня ^{118}Sn с энергией $E_p = 1,33$ эВ и спином $J = 1$ в предположении, вполне естественном, что для описания указанной реакции применима R -матричная теория резонансных реакций в случае изолированных резонансов. Однако анализ экспериментальных результатов работы ^{1/} показал, что эти результаты существенным образом отличаются от теоретических предсказаний работ ^{2,3/}, в которых в указанных выше рамках R -матричной теории было рассмотрено угловое распределение γ -квантов в реакции (n, γ) . Это обстоятельство послужило поводом дополнить результаты работы ^{2/} вычислениями линейной и циркулярной поляризаций γ -квантов в резонансных (n, γ) -реакциях при наличии произвольной поляризации частиц во входном канале, описание которой, в отличие от работы ^{3/}, проводится в рамках формализма матрицы плотности спиновых состояний. Следует указать, что для этой матрицы в данной работе используется, в соответствии с ^{4,5/}, более корректное, чем в ^{2/}, выражение через экспериментально наблюдаемые величины. Кроме того, для амплитуды перехода в резонансных реакциях берется выражение, следующее из R -матричной теории с учетом требований, вытекающих из инвариантности относительно обращения времени ^{6/}.

Ниже для резонансных (n, γ) -реакций будут приведены общие выражения для параметров Стокса, определяющих поляризацию γ -квантов в выходном канале при произвольной поляризации частиц во входном канале. Во второй части работы подробно будет рассмотрено приближение двух уровней / s и p / с одинаковым спином, которое было использовано для интерпретации результатов измерений угловых корреляций γ -квантов в реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ ^{1/}. В этом



случае для параметров Стокса будут получены в явном виде их зависимости от энергии нейтронов и от углов вылета γ -квантов. Конкретно для реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ на поляризованных нейтронах будут получены величины линейной поляризации γ -квантов для различных наборов парциальных нейтронных ширин, получающихся из анализа угловых корреляций^{/1/}.

§2. АМПЛИТУДА РЕЗОНАНСНОЙ РЕАКЦИИ (n, γ)

Для описания резонансных реакций типа частицы \rightarrow частицы



в R-матричной теории обычно используется представление спина каналов

$$\vec{s} = \vec{j} + \vec{I}, \quad \vec{s}' = \vec{j}' + \vec{I}', \quad /2/$$

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s} = \vec{l}' + \vec{s}', \quad /3/$$

где \vec{J} - полный момент компаунд-ядра C, \vec{l}, \vec{l}' и \vec{s}, \vec{s}' - соответственно орбитальные моменты и полные спины входного a и выходного a' каналов, (jI) и (j'I') - спины частиц a, A и b, B. Будем далее считать, что ось Z направлена вдоль относительного импульса \vec{k}_a в системе центра масс частиц a и A во входном канале a. Согласно R-матричной теории с учетом требований, вытекающих из инвариантности относительно обращения времени, амплитуда реакции /1/, определяемая в соответствии с /7,8/ и отвечающая переходу из состояния входного канала $\alpha s m$ в состояние $\alpha' s' m'$ выходного канала, будет иметь в случае неупругих процессов ($a \neq a'$) следующий вид^{/6/}:

$$\langle \alpha' s' m' | F | \alpha s m \rangle = \lambda_a \sqrt{\pi} \sum_{JM \ell \ell' \mu} i^{\ell'} Y_{\ell' \mu}(\vec{n}) (\ell' s' \mu' m' | JM) \times \\ \times \langle \alpha' \ell' s' | U^{J\pi} | \alpha \ell s \rangle (\ell s 0 m | JM) i^{\ell} (2\ell + 1)^{1/2}, \quad /4/$$

где $\lambda_a = 1/k_a$ - длина волны падающих частиц, $\vec{n}(\theta, \phi)$ - единичный вектор в направлении относительного импульса частиц в выходном канале, M, π - соответственно проекция полного момента J и четность уровня составного ядра, (m, m') и ($\mu = 0; \mu'$) - проекции полных спинов s, s' и орбитальных моментов l, l',

$Y_{\ell' \mu'}$ - сферическая функция, причем $i^{\ell'} Y_{\ell' \mu'}(\vec{n})$ следует рассматривать, согласно /9/, как угловую часть волновой функции

выходного канала. Для заданного состояния входного канала $\alpha s m$ и заданного состояния JM π компаунд-ядра рассмотрим результирующее состояние $\Psi_{\alpha'}^{JM\pi}$ канала a' как суперпозицию всех возможных состояний $|s' m'\rangle$:

$$\Psi_{\alpha'}^{JM\pi} = \sum_{s' m'} |s' m'\rangle \langle \alpha' s' m' | F | \alpha s m \rangle, \quad /5/$$

что при учете выражения /4/ приводит к результату

$$\Psi_{\alpha'}^{JM\pi} = \sum_{\ell' s'} |JM; \ell' s'\rangle \langle \alpha' \ell' s' | U^{J\pi} | \alpha \ell s \rangle, \quad /6/$$

где спин-угловая функция $|JM; \ell' s'\rangle$ имеет вид

$$|JM; \ell' s'\rangle = \sum_{\mu' m'} (\ell' s' \mu' m' | JM) i^{\ell'} Y_{\ell' \mu'}(\vec{n}) |s' m'\rangle. \quad /7/$$

При переходе к описанию реакций (n, γ) частицу b следует понимать как γ -квант и соответственно в /2/ положить $j' = 1$, а затем, согласно /10/, необходимо перейти для выходного канала от представления ($\ell' s'$) /3/ к представлению полного момента \vec{g} γ -кванта

$$\vec{J} = \vec{g} + \vec{I}', \quad \vec{g} = \vec{l}' + \vec{j}', \quad j' = 1, \quad /8/$$

учитывая при этом его поперечность и вводя индекс p/ p = 0 и p = 1/ для учета двух возможных четностей $(-1)^{g+1}$ и $(-1)^g$. В результате соотношение /6/ можно записать в виде

$$\Psi_{\alpha'}^{JM\pi} = \sum_{p g I'} |JM; p g I'\rangle \langle \alpha' p g I' | U^{J\pi} | \alpha \ell s \rangle, \quad /9/$$

где для состояния $|JM; p g I'\rangle$ в соответствии с /8/ будем иметь

$$|JM; p g I'\rangle = \sum_{m_g M'} (g I' m_g M' | JM) \psi_{g m_g}^{(p)}(\vec{n}) |I' M'\rangle. \quad /10/$$

В выражении /10/ $\psi_{g m_g}^{(p)}(\vec{n})$ представляет собой волновую функцию γ -кванта типа p/p = g0 - магнитный, p = 1 - электрический/ с полным моментом g и его проекцией m_g , распространяющегося в направлении \vec{n} . Эту функцию, согласно /10/, можно представить в виде

$$\psi_{g m_g}^{(p)}(\vec{n}) = \sum_{\ell \mu \lambda} \delta(\ell, p) A_{\ell}^{(p)} (\ell 1 \mu \lambda | g m_g) i^{\ell} Y_{\ell \mu}(\vec{n}) |1 \lambda\rangle, \quad /11/$$

где

$$\delta(\ell, 0) = \begin{cases} 1, & \ell = g, \\ 0, & \ell \neq g, \end{cases} \quad \delta(\ell, 1) = \begin{cases} 0, & \ell = g, \\ 1, & \ell \neq g, \end{cases}$$

$$A_\ell^{(0)} = 1, \quad A_\ell^{(1)} = \begin{cases} \left(\frac{g+1}{2g+1}\right)^{1/2}, & \ell = g-1, \\ \left(-\frac{g}{2g+1}\right)^{1/2}, & \ell = g+1. \end{cases} \quad /12/$$

Выражения /11/, /12/ можно привести к более компактному виду, если наряду с основной системой S с осью Z, направленной вдоль падающего пучка, ввести систему S', ось Z' которой совпадает с направлением \vec{n} импульса γ -кванта. Волновые функции ψ и ψ' в этих системах связаны, согласно /5,9/, соотношением

$$\psi_{g m_g}^{(p)}(\vec{n}) = \sum_{m'_g} D_{m'_g m_g}^{(g)}(\vec{n}) \psi_{g m'_g}^{(p')}(\vec{n}'), \quad /13/$$

где $D_{m'_g m_g}^{(g)}(\vec{n})$ - D - функция Вигнера. Так как в системе S' $\theta' = \phi' = 0$, то из /11/-/13/ вытекает следующее выражение для волновой функции γ -кванта со спиральностью λ ($\lambda = \pm 1$) /5/:

$$\langle \lambda \vec{n} | p g m_g \rangle = i^{g-1} \left(\frac{2g+1}{8\pi}\right)^{1/2} C_\lambda^{(p)} D_{\lambda m_g}^{(g)}(\vec{n}), \quad /14/$$

где

$$C_\lambda^{(1)} = 1, \quad C_{+1}^{(0)} = -i, \quad C_{-1}^{(0)} = i. \quad /15/$$

Использование приведенных выше соотношений приводит к следующему выражению для амплитуды резонансной (n, γ) -реакции, соответствующей переходу из входного канала $a s m$ в определенное состояние выходного канала $a' I' M'$ с испусканием в направлении $\vec{n}(\theta, \phi)$ γ -кванта со спиральностью λ :

$$\langle a' \lambda \vec{n}; I' M' | F | a s m \rangle = \lambda_a \sqrt{\pi} \sum_{JM \ell} \langle \lambda \vec{n} | p g m_g \rangle \times \quad /16/$$

$$\times (g I' m_g M' | JM) \langle a' p g | U^{J\pi} | a \ell s \rangle (\ell s 0 m | JM) i^\ell (2\ell + 1)^{1/2},$$

где четность π резонансного уровня J, определяемая значением ℓ и четностью ядра-мишени, однозначно определяет тип γ -перехода ($p = 0$ или $p = 1$) на фиксированное состояние конечного ядра $I' \pi'$. Это обстоятельство связано с диагональностью S-матрицы /или амплитуды рассеяния/ по сохраняющимся интегралам движения /в данном случае четности/ /10/. Существенным моментом в R-матричной теории является факторизация матричного элемента в /16/ и его параметризация в следующем виде /6/:

$$\langle a' p g | U^{J\pi} | a \ell s \rangle = i \frac{\gamma_{\ell s}^{J\pi} \gamma_{p g}^{J\pi}}{E - E_{J\pi} + i \Gamma_{J\pi} / 2}, \quad /17/$$

где $E_{J\pi}$, $\Gamma_{J\pi}$ - энергия и полная ширина резонансного уровня J π , $\gamma_{\ell s}^{J\pi}$ и $\gamma_{p g}^{J\pi}$ - соответственно амплитуды парциальных нейтронных ширин /входной канал a/ и γ -ширин /выходной канал a'/.

§3. СПИН-ТЕНЗОРЫ И МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ СПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ ВХОДНОГО КАНАЛА

При наличии поляризации состояние |a> частицы со спином j и его проекциями m будет смешанным состоянием и описывается как суперпозиция чистых состояний |jm> /4,11/:

$$|a\rangle = \sum_m a_\alpha(jm) |jm\rangle, \quad /18/$$

а среднее значение спинового оператора \hat{f} будет определяться соотношением /5,9/:

$$\langle f \rangle_a = \sum_{m_1 m_2} \rho(jm_1 jm_2) \langle jm_2 | f | jm_1 \rangle = \text{Sp}(\hat{\rho} \hat{f}). \quad /19/$$

где $\rho(jm_1 jm_2)$ - матрица плотности спиновых состояний частицы j в поляризованном состоянии |a>, имеющая вид

$$\rho(jm_1 jm_2) = \rho_j(m_1 m_2) = a_\alpha(jm_1) a_\alpha^*(jm_2). \quad /20/$$

Матрицу плотности $\hat{\rho}_j$ /20/, имеющую $(2j+1)^2$ компонент, удобно разложить по неприводимым спин-тензорным операторам \hat{T}_{qk} ранга q ($0 \leq q \leq 2j$, $-q \leq k \leq q$), удовлетворяющих следующим условиям эрмитовости /9,12/ и ортонормированности /4/:

$$\hat{T}_{qk}^+ = (-1)^{q-k} \hat{T}_{q, -k}, \quad /21/$$

$$\text{Sp}(\hat{T}_{qk} \hat{T}_{q'k'}) = (2j+1) \delta_{qq'} \delta_{kk'}. \quad /22/$$

Такое разложение имеет вид

$$\hat{\rho}_j = \frac{1}{2j+1} \sum_{qk} T_{qk} \hat{T}_{qk}^+ \quad /23/$$

где T_{qk} - среднее /наблюдаемое/ значение спин-тензорного оператора \hat{T}_{qk} , определяемое согласно /19/:

$$T_{qk} = \text{Sp}(\hat{\rho}_j \hat{T}_{qk}) = \text{Sp}(\hat{T}_{qk} \hat{\rho}_j) \quad /24/$$

Нормировка спин-тензоров /22/, использованная ранее в работе /2/, отличается от принятой в работе /8/ и приводит к тому, что нормированные условием /22/ спин-тензорные операторы \hat{T}_{qk} совпадают с поляризационными моментами \mathcal{P}_{qk} /5/. Приведем в явном виде спин-тензорные операторы рангов $q=0$ и $q=1$:

$$\hat{T}_{00} = 1, \quad \hat{T}_{10} = \frac{1\sqrt{3}}{[j(j+1)]^{1/2}} \hat{j}_z \quad /25/$$

$$\hat{T}_{1,\pm 1} = \mp \frac{1\sqrt{3}}{[j(j+1)]^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{j}_x \pm i\hat{j}_y).$$

Из соотношений /21/ и /22/ для операторов \hat{T}_{qk} непосредственно следует вид приведенных матричных элементов, определяемых согласно /9/:

$$\langle j || T_{qk} || j \rangle = [(2q+1)(2j+1)]^{1/2} \quad /26/$$

что позволяет, используя разложение /23/, выразить матричные элементы $\rho_j(m_1 m_2)$ спиновой матрицы плотности частицы со спином j через экспериментально наблюдаемые значения спин-тензоров $T_{qk}(j)$:

$$\rho_j(m_1 m_2) = \frac{1}{(2j+1)^{1/2}} \sum_{qk} (-1)^{j-m_2} (j m_1 - m_2 | qk) i^q T_{qk}^*(j) \quad /27/$$

причем было учтено соотношение $T_{qk}^* = (-1)^{q-k} T_{q,-k}$ /9/. В частном случае нейтронов ($j=1/2$), поляризованных со степенью P_n соответственно вдоль осей OX, OY, OZ, из /25/ следует:

$$\begin{aligned} T_{10} &= 0, & T_{1,\pm 1} &= \mp i P_n / \sqrt{2}, & P_n & \text{вдоль OX,} \\ T_{10} &= 0, & T_{1,\pm 1} &= P_n / \sqrt{2}, & P_n & \text{вдоль OY,} \\ T_{10} &= i P_n, & T_{1,\pm 1} &= 0, & P_n & \text{вдоль OZ.} \end{aligned} \quad /28/$$

Для входного канала, описываемого в представлении спина канала /2/, матрица плотности $\rho(s_1, m_1, s_2, m_2)$ спиновых состояний, в случае некоррелированных спинов j и I частиц a и A , будет иметь следующий вид /4,8/:

$$\begin{aligned} \rho(s_1 m_1 s_2 m_2) &= \sum_{\mu_1 \mu_2 M_1 M_2} (j I \mu_1 M_1 | s_1 m_1) (j I \mu_2 M_2 | s_2 m_2) \times \\ &\times \rho_j(\mu_1 \mu_2) \rho_I(M_1 M_2), \end{aligned} \quad /29/$$

где матрицы плотности ρ_j, ρ_I индивидуальных частиц определяются выражением /27/. Подстановка этого выражения в /29/ и использование формулы для суммирования по магнитным квантовым числам коэффициентов Клебша-Гордана /10/ приводит к результату:

$$\rho(s_1 m_1 s_2 m_2) = (-1)^{s_2 - m_2} s_{12} \sum_{qk} (s_1 s_2 m_1 - m_2 | qk) \mathcal{Q}_{qk}(s_1 s_2) \quad /30/$$

где

$$s_{12} = [(2s_1+1)(2s_2+1)]^{1/2} \quad /31/$$

$$\mathcal{Q}_{qk}(s_1 s_2) = [(2j+1)(2I+1)]^{-1/2} \sum_{q_1 k_1 q_2 k_2} q_{12}(q_1 q_2 k_1 k_2 | qk) \times$$

$$\times \begin{pmatrix} j & q_1 & j \\ s_1 & q & s_2 \\ I & q_2 & I \end{pmatrix} i^{q_1} T_{q_1 k_1}^*(j) i^{q_2} T_{q_2 k_2}^*(I),$$

где q_{12} определено согласно /31/, $\begin{pmatrix} \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix}$ - $9j$ - символ,

$T_{q_1 k_1}(j), T_{q_2 k_2}(I)$ - спин-тензоры соответственно частиц a и A .

§4. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ γ -КВАНТОВ В РЕЗОНАНСНЫХ (n, γ)-РЕАКЦИЯХ

Состояние частично поляризованного γ -кванта описывается поляризационной матрицей плотности $\rho_\gamma(\lambda \lambda')$ /5,13/, зависящей от трех вещественных параметров Стокса $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3 / -1 \leq \zeta_1 \leq +1, i = 1, 2, 3/$:

$$\rho_{\gamma} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \zeta_2 & -\zeta_3 + i\zeta_1 \\ -\zeta_3 - i\zeta_1 & 1 - \zeta_2 \end{pmatrix} \quad /33/$$

и нормированной условием

$$\text{Sp } \rho_{\gamma} = \rho_{\gamma}(1, 1) + \rho_{\gamma}(-1, -1) = 1. \quad /34/$$

Если орты $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ образуют правую прямоугольную систему и орт \vec{e}_3 выбран в направлении импульса γ -кванта \vec{n} , то параметры Стокса полностью определяют степень поляризации γ -кванта согласно соотношениям

$$P_{1,2} = \frac{1}{2}(1 \pm \zeta_3), \quad P'_{1,2} = \frac{1}{2}(1 \pm \zeta_1), \quad P_{n,n} = \frac{1}{2}(1 \pm \zeta_2). \quad /35/$$

В выражениях /35/ $P_{1,2}, P'_{1,2}$ - линейные поляризации, направленные соответственно по ортам \vec{e}_1, \vec{e}_2 и ортам \vec{e}'_1, \vec{e}'_2 , получающимся из \vec{e}_1, \vec{e}_2 поворотом вокруг орта \vec{e}_3 на угол $\pi/4$, $P_{n,n}$ - соответственно правая и левая циркулярные поляризации. Если направление γ -кванта \vec{n} характеризуется сферическими углами θ, ϕ , то орты \vec{e}_1 и \vec{e}_2 совпадают соответственно со сферическими ортами \vec{e}_{θ} и \vec{e}_{ϕ} :

$$\begin{aligned} \vec{e}_{\theta} &= \vec{e}_x \cos \theta \cos \phi + \vec{e}_y \cos \theta \sin \phi - \vec{e}_z \sin \theta, \\ \vec{e}_{\phi} &= -\vec{e}_x \sin \phi + \vec{e}_y \cos \phi. \end{aligned} \quad /36/$$

Поляризационная матрица плотности γ -квантов /33/ $\rho_{\gamma}(\lambda\lambda') = \rho_{\gamma}(\lambda\vec{n}, \lambda'\vec{n})$ с точностью до нормировки совпадает с матрицей плотности выходного канала $\rho_{\text{вых}}(\lambda\vec{n}, \lambda'\vec{n})$, вычисляемой стандартным методом /4.11/ с помощью амплитуды /16/:

$$\hat{\rho}_{\text{вых}} = F \hat{\rho} F^+, \quad /37/$$

где $\hat{\rho}$ - матрица плотности спиновых состояний во входном канале. Учитывая, что $\hat{\rho}_{\text{вых}}$ /37/ нормирована условием

$$\text{Sp}(\hat{\rho}_{\text{вых}}) = \sum_{\lambda=1,-1} \rho_{\text{вых}}(\lambda\vec{n}, \lambda\vec{n}) = d\sigma(\vec{n}), \quad /38/$$

где $d\sigma(\vec{n})$ - дифференциальное сечение реакции (n, γ) с вылетом γ -кванта в направлении $\vec{n}(\theta, \phi)$, получим, согласно /34/ и /38/:

$$\rho_{\gamma}(\lambda\vec{n}, \lambda'\vec{n}) = \rho_{\text{вых}}(\lambda\vec{n}, \lambda'\vec{n}) / d\sigma(\vec{n}). \quad /39/$$

Для неполяризованных конечных ядер из /37/ и /16/ следует

$$\begin{aligned} \rho_{\text{вых}}(\lambda\vec{n}, \lambda'\vec{n}) &= \sum_{M' s_1 m_1 s_2 m_2} \langle a' \lambda \vec{n}; I' M' | F | a s_1 m_1 \rangle \times \\ &\times \rho(s_1 m_1 s_2 m_2) \langle a s_2 m_2 | F | a' \lambda' \vec{n}; I' M' \rangle^*, \end{aligned} \quad /40/$$

где $\rho(s_1 m_1 s_2 m_2)$ определяется выражением /30/. Если во входном канале поляризованы только нейтроны, то в /32/ следует положить $q_2 = 0, q_1 = q, k_1 = k$ и $\hat{G}_{qk}(s_1 s_2)$ в /30/ в этом случае будет иметь вид:

$$\hat{G}_{qk}(s_1 s_2) = \frac{(-1)^{j-I+q+s_1}}{(2j+1)^{1/2} (2I+1)} W(j s_1 s_2; q I) i^q T_{qk}^*(j), \quad /41/$$

где $W(\dots)$ - коэффициент Рака. При подстановке в /40/ соотношений /16/, /14/ и /30/ и после суммирования по магнитным квантовым числам следует общее выражение для матрицы плотности выходного канала:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{вых}}(\lambda\vec{n}, \lambda'\vec{n}) &= \frac{\lambda^2}{8} \sum_i i^{\ell_1 - \ell_2 + g_1 - g_2} (-1)^{I' - L - k + J_2} \times \\ &\times (-1)^{\ell_1 + q + s_1 + s_2} C_{\lambda}^{(p_1)} C_{\lambda'}^{(p_2)*} (-1)^{\lambda'} (g_1 g_2 \lambda - \lambda' | L \kappa) D_{\kappa \kappa}^{(L)}(\vec{n}) \times \\ &\times \ell_{12} s_{12} g_{12} J_{12}^2 [(2L+1)(2q+1)]^{1/2} \hat{G}_{qk}(s_1 s_2) \langle p_1 g_1 | U^{J_1 \pi_1} | \ell_1 s_1 \rangle \times \\ &\times \langle p_2 g_2 | U^{J_2 \pi_2} | \ell_2 s_2 \rangle^* W(J_1 g_1 J_2 g_2; I' L) X_k(J_1 \ell_1 s_1; Lq; J_2 \ell_2 s_2), \end{aligned}$$

где суммируется по $s_1, s_2, q, k, L, \kappa, \ell_1, J_1, \pi_1, p_1, g_1, \ell_2, J_2, \pi_2, p_2, g_2$, величины типа ℓ_{12} определяются согласно /31/,

$$\begin{aligned} X_k(J_1 \ell_1 s_1; Lq; J_2 \ell_2 s_2) &= \sum_r \begin{pmatrix} J_1 & L & J_2 \\ \ell_1 & r & \ell_2 \\ s_1 & q & s_2 \end{pmatrix} \times \\ &\times (\ell_1 \ell_2 00 | r 0) (q L k - k | r 0). \end{aligned} \quad /43/$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Алфименков В.П. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ № 10-85, Дубна, 1985, с.19.
2. Ефимов В.Н. Препринт ОИЯИ Р-1369, Дубна, 1963.
3. Sushkov O.P. and Flambaum V.V. - Nucl.Phys., 1985, v.A435, p.352.
4. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. М.: Физматгиз, 1958.
5. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория. М.: Наука, 1968, ч.1.
6. Брейт Г. Теория резонансных ядерных реакций. М.: ИЛ, 1961.
7. Blatt J.M., Biedenharn L.C. - Revs.Modern.Phys., 1952, v.24, p.258.
8. Simon A. - Phys.Rev., 1953, v.92, p.1050.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974.
10. Балдин А.М., Гольданский В.И., Розенталь И.Л. Кинематика ядерных реакций. М.: Физматгиз, 1959.
11. Fano U., Racah G. Irreducible Tensorial Sets. Academic Press. Inc., N.-Y., 1959.
12. Эдмондс А. В кн.: Деформация атомных ядер. М.: ИЛ, 1958.
13. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июля 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
ДЗ,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Ефимов В.Н. P4-88-528
Угловое распределение и поляризация γ -квантов
в резонансных реакциях с поляризованными частицами.
Общий формализм

В рамках R-матричной теории получены общие выражения для углового распределения и поляризаций /линейной и циркулярной/ γ -квантов в резонансных реакциях при наличии произвольной поляризации во входном канале. Для амплитуды перехода использовано выражение, вытекающее из R-матричной теории с учетом требований, следующих из инвариантности относительно обращения времени.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Efimov V.N. P4-88-528
Angular Distribution and Polarization
of Gamma-Rays in Resonance Reactions with
Polarized Particles. General Expression

The general expressions for the angular distribution and the linear and circular polarizations of gamma-rays are obtained in the frame of R-matrix theory. These expressions are obtained in the case of arbitrary polarization of the particle in the initial channel. The expression is used for the amplitude in accordance with R-matrix theory taking into account the requirements of the time-reversal invariance.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988