

ПОЛУКЛАССИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ P- ЧЕТНЫХ ЭФФЕКТОВ В РЕАКЦИИ $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$

И.М.Франк, Э.И.Шарапов

Выполнен расчет угловых и поляризационных корреляций в реакции $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$, основанный на полуклассическом описании поляризаций и углового распределения гамма - излучения ядер. Расчет согласуется с экспериментальными результатами, полученными недавно для реакции $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ в области p - волнового резонанса 1,33 эВ. Указаны недостатки прежних подходов, давших предсказания в противоречии с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Semiclassical Treatment of the P-Even Effects in the $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ -Reaction

I.M.Frank, E.I.Sharapov

The polarization and angular correlations in the (n,γ) -reaction are calculated. The gamma-ray polarization and angular distribution are treated semiclassically by the correspondence principle. The results are in agreement with the recent experiment on the P-even effects in the $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ reaction near the 1,33 eV p-wave resonance. The reasons are given for the failure of some previous predictions.

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

В работе ^{1/} сообщено о несоответствии между предсказаниями теории и экспериментальными результатами исследования угловых асимметрий в (n,γ) -реакции. Изучались гамма-переходы с энергией 9,3 МэВ в реакции $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ вблизи резонанса 1,33 эВ, в котором ранее было обнаружено нарушение пространственной четности. Опыты проводились в геометрии с поперечной поляризацией нейтронов, исключавшей возможность проявления нарушения четности. В этой связи эффекты право-левой и вперед-назад асимметрий углового распределения называют P- четными.

В эксперименте обнаружена интерференция E1- и M1-переходов после захвата p- и s-нейтронов ядрами ^{117}Sn , которую не удалось описать в рамках известных теорий.

На наш взгляд это противоречие не всеобъемлюще. Оно состоит в различии предсказанного и измеренного знаков интерференционного члена в дифференциальном сечении исследованной реакции на поляризованных нейтронах.

Тщательно проверенные экспериментальные результаты не вызывают сомнения. Что касается теории, то справедливость соотношений, полученных с применением диаграммной техники и представления спиральности в $^{2/}$ и с использованием аппарата функций преобразования в общей теории S-матрицы в $^{3/}$, не является очевидной. Целесообразны иные, по возможности простые подходы, вскрывающие физическую сущность явления. Мы будем при описании γ -квантов следовать полуклассическому подходу - принципу соответствия, который в атомной физике не раз приводил к правильным результатам.

Согласно этому принципу поле излучения при переходе из состояния с большей энергией $|M_i\rangle$ в состояние с меньшей энергией $|M_f\rangle$ /матричный элемент перехода $D_{M_f M_i}$ / такое же, как поле классического распределения зарядов, в нашем случае - поле электрического /или магнитного/ осциллятора с компонентами Фурье $\vec{D}(m)e^{i\omega t}$. Ориентация вектора $\vec{D}(m)$ определяется разностью магнитных квантовых чисел

$$m = M_f - M_i :$$

$$\vec{D}(m) = D \vec{e}_z, \quad m = 0, \quad \vec{D}(m) = \pm \frac{D}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y), \quad m = \pm 1, \quad /1/$$

где $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ - единичные векторы декартовой системы координат. В переходе с $m=0$ работает линейно осциллирующий вдоль оси Z диполь, а в переходах с $m=\pm 1$ - диполи, вращающиеся в плоскости XY.

Соотношения /1/ давно известны в атомной физике. Они приведены, например, в книге Кондона и Шортли 4 /см.там формулу (3.83)/, где получены из общих выражений для не исчезающих матричных элементов оператора T(m) на основании стандартных правил коммутации с операторами углового момента. Электромагнитные поля диполей в декартовой системе координат - это шаровые функции 5 . Однако соответствующие выражения не имеют физической наглядности. Перейдем в сферическую систему координат с единичными векторами $\vec{r}_0, \vec{\theta}_0, \vec{\phi}_0$, направленными в сторону возрастания координат /см.рисунок/. Выражения для полей диполей /1/ примут тогда простой вид:

$$\epsilon^{\text{эл}} \equiv f_Y^{\text{эл}}(m) =$$

$$= -DQ \vec{\theta}_0 \sin \theta$$

$$= \pm \frac{DQ}{\sqrt{2}} (\vec{\theta}_0 \cos \theta \pm i \vec{\phi}_0) e^{\pm i\phi}$$

$$\epsilon^{\text{маг}} \equiv f_Y^{\text{маг}}(m) =$$

$$= MQ \vec{\phi}_0 \sin \theta \quad m=0$$

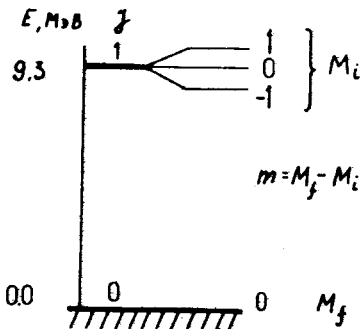
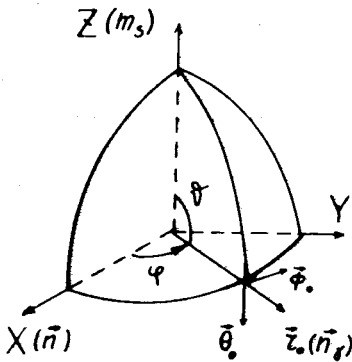
$$= \mp \frac{MQ}{\sqrt{2}} (\vec{\phi}_0 \cos \theta \mp i \vec{\theta}_0) e^{\pm i\phi} \quad m=\pm 1.$$

/2/

Соотношения /2/ характеризуют поляризацию дипольного излучения и позволяют просто рассчитывать угловое распределение. Фактор Q в них - размерная константа, так

что $DQ = \sqrt{\frac{2}{3}} \Gamma_Y^D(E1)$, $MQ = \sqrt{\frac{2}{3}} \Gamma_Y^S(M1)$, где Γ_Y^D и Γ_Y^S - парциальные радиационные ширины соответствующих переходов.

Рассмотрим интересующую нас реакцию - радиационный захват медленного нейтрона ядром ^{117}Sn /спин $I = 1/2^+$ /. Пусть наряду с p-волновым резонансом E_p /компаунд-состояние ядра ^{118}Sn , $J = 1^-$ / присутствует и плавная компонента s-волнового захвата, например, в виде крыла далекого резонанса при энергии E_s , $J = 1^+$. В этом случае при заданной энергии E в районе резонанса E_p образуется возбужденное состояние со спином $J^\pi = \pm 1 = 1$, не имеющее определенной четности. Компоненты его волновой функции должны распадаться либо через E1-, либо через M1-гамма-переходы в соответствии с путем их образования, ибо мы полагаем, что четность сохраняется, а основное состояние ^{118}Sn имеет $J_f = 0^+$.



В качестве оси квантования выберем z по \vec{n}_f , перпендикулярно плоскости реакции /см. рисунок/. Пучок нейтронов направим по оси X. Расчет будем вести в представлении спина канала: $\vec{s} = \vec{i} + \vec{I}$, так что нейтронная

Система координат, геометрия опыта / \vec{n} , \vec{n}_y , m_s / и схема уровней, использованные в расчете.

ширина p -резонанса будет суммой $\Gamma_n^p = \Gamma_{ns=1}^p + \Gamma_{ns=0}^p$. Для дальнейшего удобно ввести параметры смеси амплитуд нейтронных ширин разных каналов $x = \sqrt{\Gamma_{ns=1}^e} / \sqrt{\Gamma_n^e}$, $y = \sqrt{\Gamma_{ns=0}^e} / \sqrt{\Gamma_n^e}$. Нейтроны и ядра полагаем полностью поляризованными, что означает фиксацию проекции спина канала m_s . Реакцию через компаунд-ядро рассчитываем обычным образом, например, как в /2/, используя резонансную амплитуду реакции

$$f_e(S) f_y(m) = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\Gamma_{ns}^e} f_y(m) / (\Delta_e + i\Gamma_e/2), \quad \Delta_e = E - E_e$$

и фазовый договор для угловых функций по Кондону - Шортли. Амплитуду вероятности распада компаунд-состояния отождествляем, согласно вышесказанному, с полями $f_y(m) / 2$. Общее выражение для дифференциального сечения интересующей нас реакции принимает тогда следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \sum_{e,S,M} \sqrt{4\pi} i^e Y_{1m_e}^* (\vec{n}_x) C_{em_e, sm_s}^{JM} C_{im_1, im_1}^{SMs} f_e(S) f_y(m) \right|^2 \quad /3/$$

где $m_1, m_1/a$ следовательно и $m_s /$ фиксированы поляризациями нейтронов и ядер, $M = m_s + m_e$ и $m = -M$ для нашего случая $J_f = 0$.

Для нейтронов и ядер, поляризованных в одном направлении, получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega} = & \left| C_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{11} f_S f_y^{\text{mag}} (m=-1) + \right. \quad /4/ \\ & + \left. C_{1-1, 11}^{10} C_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{11} i\sqrt{4\pi} Y_{1-1}^* \left(\frac{\pi}{2}; 0\right) f_p(1) f_y^{\text{en}}(0) \right|^2 = \frac{\lambda^2}{4} \frac{3}{4} \left\{ \frac{\Gamma_n^s \Gamma_y^s}{\Delta_s^2} + \right. \\ & + \left. \sqrt{6} \frac{\sqrt{\Gamma_n^s \Gamma_n^p \Gamma_y^s \Gamma_y^p}}{\Delta_s (\Delta_p + \Gamma_p^2/4)} [(E - E_p) \cos \phi + \frac{\Gamma_p}{2} \sin \phi] x + \frac{\Gamma_n^p \Gamma_y^p \cdot \frac{3}{2} \cdot x^2}{\Delta_p^2 + \Gamma_p^2/4} \right\}. \end{aligned}$$

Применяя общее выражение /3/ для случая противоположной поляризации ядер по отношению к нейтронам и опуская простые выкладки, получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega} = & \left| C_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{10} - \frac{1}{2} f_S f_y^{\text{mag}}(0) + i\sqrt{4\pi} Y_{11}^* \left(\frac{\pi}{2}; 0\right) \left[C_{11,00}^{11} C_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{00} f_p(0) + \right. \right. \\ & + \left. \left. C_{11,10}^{11} C_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{10} f_p(1) \right] f_y^{\text{en}}(m=-1) + i\sqrt{4\pi} Y_{1-1}^* \left(\frac{\pi}{2}; 0\right) \cdot \right. \end{aligned}$$

$$\lambda \left[C_{1-1, 00}^{1-1} C_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}, \frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{00} f_p(0) + C_{1-1, 10}^{1-1} C_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}, \frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{10} f_p(1) \right] f_y^{\text{эл}}(m=+1) \Big|^2 =$$

$$= \frac{\lambda^2}{4} \frac{3}{4} \left\{ \frac{\Gamma_n^s \Gamma_y^s}{\Delta_s^2} + \sqrt{6} \frac{\sqrt{\Gamma_n^s \Gamma_n^p \Gamma_y^s \Gamma_y^p}}{\Delta_s (\Delta_p^2 + \Gamma_p^2/4)} [(E - E_p) x \cos \phi - \frac{\Gamma_p}{2} y \sqrt{2} \sin \phi] + \right.$$

$$\left. + \frac{\Gamma_n^p \Gamma_y^p}{\Delta_p^2 + \Gamma_p^2/4} \frac{3}{2} (x^2 \cos^2 \phi + 2y^2 \sin^2 \phi) \right\}. \quad /5/$$

Так как в эксперименте использовались неполяризованные ядра, то следует усреднить соотношения /4/ и /5/. Окончательное выражение для дифференциального сечения реакции на поляризованных нейтронах принимает вид

$$\frac{d\sigma^{\uparrow}}{a\Omega} = \frac{\lambda^2}{4} \frac{3}{4} \left\{ \frac{\Gamma_n^s \Gamma_y^s}{\Delta_s^2} + \sqrt{6} \frac{\sqrt{\Gamma_n^s \Gamma_n^p \Gamma_y^s \Gamma_y^p}}{\Delta_s (\Delta_p^2 + \Gamma_p^2/4)} [(E - E_p) x \cos \phi + \right.$$

$$\left. + \frac{\Gamma_p}{2} \left(\frac{x}{2} - \frac{y}{\sqrt{2}} \right) \sin \phi \right] + \frac{\Gamma_n^p \Gamma_y^p}{\Delta_p^2 + \Gamma_p^2/4} \frac{3}{2} \left[\frac{x^2}{2} (1 + \cos^2 \phi) + y^2 \sin^2 \phi \right] \right\}. \quad /6/$$

Легко показать, что при усреднении по поляризации нейтронов исчезнет слагаемое с синусом в интерференционном члене в /6/ /право-левая асимметрия/, но останется слагаемое с косинусом /асимметрия вперед-назад/.

Формула /6/ отличается от ранее полученной в /3/ относительным знаком слагаемых при синусе и косинусе. То же самое отличие имеет место при сравнении ее с результатами расчета в /2/ после перевода в представление спина канала в /2/ использовано представление полного момента нейтрона/. Формула /6/ полностью согласуется с экспериментальными результатами работы /1/, в которой отмечено несоответствие с теорией, касающееся знака.

Возникает вопрос о причинах несоответствия. Недостатком работы /3/ является отсутствие физической информации о фотонном канале реакции, заложенной в сложные расчеты на ЭВМ. Ссылка на общий метод работы /6/, в которой конкретных расчетов не проводилось, не проясняет ситуации. В работе /2/ волновая функция гамма-кванта записана через D-функции без определения последних. Если их взять из известной книги Варшавовича и др., то знак работы /2/ воспроизводится при $m = M$. Однако в /7/ волновая функция гамма-кванта выражена через D-матрицы вращений с $m = -M$, что согласуется с нашим результатом. В строгом,

квантовом расчете необходим корректный учет инвариантных свойств амплитуды n, γ -реакции, идущей через компаунд-состояния разной четности.

Авторы благодарят Г.Бунатяна и В.Ефимова за обсуждения.

Литература

1. Алфименков В.П. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 10-85, Дубна, 1985, с.19.
2. Sushkov O.P. Flambaum V.V. Nucl.Phys., 1985, A435, p.352.
3. Laszewski R.W., Holt R.J. Atomic Data and Nucl.Data Tables. 1977, vol.19, p. 305; vol.23, p.97.
4. Кондон Е., Шортли Г. Теория атомных спектров. ИЛЛ, М., 1949.
5. Берестецкий В.Б., Долгинов А.З., Тер-Мартirosян К.А. ЖЭТФ, 1950, т.20, с.527.
6. Балдин А.М. и др. Кинематика ядерных реакций. Изд.2-е, Атомиздат, М., 1968.
7. Долгинов А.З. В кн.: Гамма-лучи. Изд. АН СССР, М.Л. 1961.

Рукопись поступила 26 июля 1985 года