

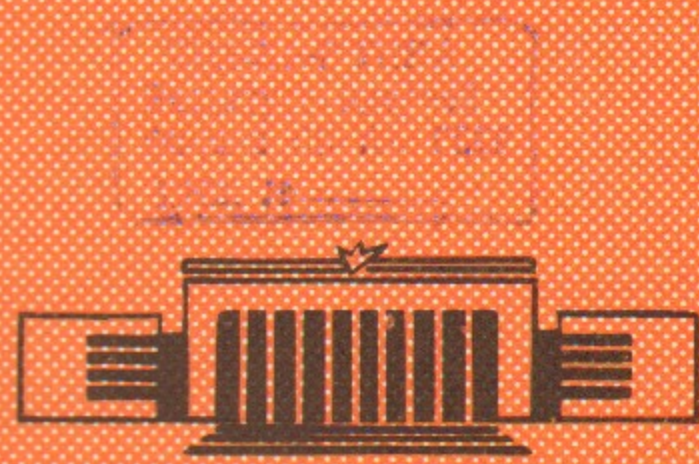
С.91

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР 54
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

**УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ
ДЕЛЕНИИ НЕПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ЯДЕР МЕДЛЕННЫМИ
НЕЙТРОНАМИ**

ПРЕПРИНТ 80-151



Новосибирск

УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ ДЕЛЕНИИ НЕПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ЯДЕР МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

Новосибирск-90, ИЯФ

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены P -четные угловые корреляции $\vec{k}\vec{p}$ и $\vec{\delta}[\vec{k}\times\vec{p}]$, возникающие при делении неполяризованных ядер медленными нейтронами ($\vec{\delta}$ и \vec{K} - спин и импульс нейтрона, \vec{p} - импульс легкого осколка). Эффект возникает благодаря интерференции s и p - амплитуд захвата нейтрона. Оценка величины корреляций согласуется с экспериментальными данными. Обнаружение этих корреляций на ожидаемом уровне указывает на правильность рассмотренного ранее механизма нарушения четности в делении.

Корреляция импульса осколка \vec{P} (для определенности мы будем говорить о легком осколке) с нормалью к плоскости, образованной импульсом \vec{k} и спином $\vec{\delta}$ падающего нейтрона $\vec{P}[\vec{k} \times \vec{\delta}]$ была недавно обнаружена при делении ядер ^{233}U и ^{235}U поляризованными тепловыми нейтронами [1]. Величина корреляции $\sim 10^{-4}$.

Возникновение корреляции при делении в системе с большим числом степеней свободы является нетривиальным фактом и, на наш взгляд, указывает на правильность механизма нарушения четности в делении, предложенного в работе [2]. Сформулируем вкратце, каким образом возникает P -нечетный эффект (корреляция $\vec{\delta} \vec{P}$). Нарушение четности обусловлено тем, что слабое взаимодействие смешивает уровни компаунд-ядра, имеющие противоположную четность. Ядро на холодной стадии деления, предшествующей разрыву на два осколка (другими словами, в фиксированном длительном канале) имеет грушевидную деформацию. Смешивание состояний компаунд-ядра без потерь переходит в смешивание вращательных состояний противоположной четности грушевидно-деформированного ядра. В результате смешивания вращательных уровней ось ядра оказывается скоррелированной с угловым моментом, что и приводит после разрыва на осколки к P -нечетной корреляции $\vec{\delta} \vec{P}$.

На наш взгляд, много общего с механизмом возникновения P -нечетной асимметрии имеет механизм формирования P -четных корреляций $\vec{k} \vec{\delta}$ и $\vec{P}[\vec{k} \times \vec{\delta}]$. Различие состоит только в том, что здесь смешивание уровней компаунд-ядра появляется не в результате слабого взаимодействия, а благодаря перекрытию s - и p -волновых входных нейтронных резонансов. Ниже приведен соответствующий расчет.

Разложим волновую функцию падающего нейтрона по состояниям с определенным моментом $|l, j, j_z\rangle$

$$e^{i\vec{k}\vec{z}} \chi_\alpha = 4\pi \sum_{lm} i^l j_l(kz) Y_{lm}^*(\vec{n}_k) Y_{lm}(\vec{n}) \chi_\alpha =$$

$$= 4\pi \left\{ Y_{00}^*(kz) |l=0, j=\frac{1}{2}, \alpha\rangle + i j_1(kz) \sum_{lm} Y_{lm}^*(\vec{n}_k) C_{lm \frac{1}{2} \alpha}^{j \frac{1}{2}} |l=1, j, j_z\rangle + \dots \right\} \quad (1)$$

Здесь χ_α - спиновая функция с проекцией спина α , $j_l(kz)$ - сферическая функция Бесселя, $C_{lm \frac{1}{2} \alpha}^{j \frac{1}{2}}$ - коэффициент Клебша-

-Гордана, $\vec{n}_k = \vec{k}/k$, $\vec{n} = \vec{z}/z$. Для медленных нейтронов сла-
гаемые с $l > 1$ несущественны. Захват нейтрона из S и P -волн
происходит в состояния компаунд-ядра, имеющие противоположную
четность. Волновую функцию ядра после захвата нейтрона из со-
стояния (I) можно записать в виде:

$$\sum_S \frac{A_S(\gamma_S)}{E-E_S+i\Gamma_S/2} Y_{00}^*(\vec{n}_k) C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{\gamma_S \gamma_{Sz}} |\eta, \gamma_S, \gamma_{Sz}\rangle +$$

$$+ \sum_P \sum_{jm} \frac{A_P(\gamma_P, j)}{E-E_P+i\Gamma_P/2} Y_{1m}^*(\vec{n}_k) C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{\gamma_P \gamma_{Pz}} C_{1m \frac{1}{2} \alpha}^{jjz} |\bar{\eta}, \gamma_P, \gamma_{Pz}\rangle \quad (2)$$

η - четность ядра мишени, $\bar{\eta} \equiv -\eta$. Коэффициент Клебша-Горда-
на $C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{\gamma \gamma_z}$ появляется при сложении спина ядра мишени I с
моментом нейтрона. Амплитуды $A_S(\gamma_S)$ и $A_P(\gamma_P, j)$ соответствуют
захвату нейтрона из состояний $|l=0, j=\frac{1}{2}, \alpha\rangle$ и $|l=1, j, \alpha\rangle$
в состояния компаунд-ядра $|\eta, \gamma, \gamma_z\rangle$ с заданным полным моментом
 J . Очевидно $A_P/A_S \sim KR$ (R - радиус ядра). Волновую
функцию ядра после захвата нейтрона $|\eta, \gamma, \gamma_z\rangle$ можно разложить
по произведениям одноквантовых волновых функций (под ква-
зичастицами мы имеем в виду возбужденные нуклоны, дырки и ко-
лебания остова)

$$|\eta, \gamma, \gamma_z\rangle = \sum a_i \psi_i + F |f\rangle_{\gamma \gamma_z} \quad (3)$$

В сумме мы выделили состояние $|f\rangle$, в котором вся энергия
сосредоточена в деформации ядра (в колебательной степени сво-
боды). Это состояние соответствует делительному каналу, так как
только оно имеет надбарьерный выход в непрерывный спектр. По-
скольку возбужденных нуклонов в нем нет, его можно назвать хо-
лодной стадией деления. Очевидно, что вероятность деления $\sim |F|^2$.
Мы предполагаем, что ядро на холодной стадии представляет из
себя грушевидный волчок. Его волновая функция в адиабатическом
приближении выглядит так [3] 1)

$$|f\rangle_{\gamma \gamma_z}^2 = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} \left\{ (D_{\gamma_2 k}^{\gamma}(\varphi, \theta, 0))^* |f, k\rangle + \eta (-1)^{J+k} (D_{\gamma_2 -k}^{\gamma}(\varphi, \theta, 0))^* |f, -k\rangle \right\} \quad (4)$$

1) Мы используем D -функции из [4], которые отличаются от ис-
пользуемых в [3] комплексным сопряжением.

Здесь K - проекция J на ось волчка, $|f, K\rangle$ - внутреннее
состояние неподвижного ядра. С учетом (3) часть волновой функции
(2), соответствующую холодной стадии, можно записать следующим
образом:

$$\sum_S u_S Y_{00}^*(\vec{n}_k) C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{\gamma_S \gamma_{Sz}} |f\rangle_{\gamma_S \gamma_{Sz}}^2 +$$

$$+ \sum_P \sum_{jm} u_{Pj} Y_{1m}^*(\vec{n}_k) C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{\gamma_P \gamma_{Pz}} C_{1m \frac{1}{2} \alpha}^{jjz} |f\rangle_{\gamma_P \gamma_{Pz}}^2 \quad (5)$$

где

$$u_S = \frac{A_S(\gamma_S) F_S}{E-E_S+i\Gamma_S/2}, \quad u_{Pj} = \frac{A_P(\gamma_P, j) F_P}{E-E_P+i\Gamma_P/2}$$

Важно, что $|f\rangle_{\gamma_S \gamma_{Sz}}^2$ и $|f\rangle_{\gamma_P \gamma_{Pz}}^2$ соответствуют одному
и тому же внутреннему состоянию ядра $|f, K\rangle$ и отличаются только
макроскопическим вращательным движением - в его разложение по
орбитальным моментам в состояниях $|f\rangle_{\gamma_S \gamma_{Sz}}^2$ и $|f\rangle_{\gamma_P \gamma_{Pz}}^2$ входят
моменты разной четности. Поэтому амплитуды деления в любое кон-
кретное внутреннее состояние осколков из этих состояний совпа-
дают, и угловая волновая функция при $z \rightarrow \infty$ будет также иметь
вид (5), (4).

Чтобы получить угловое распределение осколков достаточно
усреднить квадрат модуля волновой функции (5) по проекциям мо-
мента ядра мишени I_z . При этом следует воспользоваться фор-
мулой (4) для $|f\rangle_{\gamma \gamma_z}^2$ и известными соотношениями [4]:

$$D_{M_1 k}^{\gamma_1}(\varphi, \theta, 0) (D_{M_2 k}^{\gamma_2}(\varphi, \theta, 0))^* = (-1)^{M_2 - k} \sum_{j_1+j_2=J} \sum_{M} C_{\gamma_1 M_1 \gamma_2 M_2}^{j_1 j_2 M} D_{M_0}^{\gamma}(\varphi, \theta, 0) C_{\gamma k \gamma_2 - k}^{\gamma_0},$$

$$D_{M_0}^{\gamma}(\varphi, \theta, 0) = (-1)^{M} \sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}} Y_{\gamma, -M}(\theta, \varphi),$$

а также формулой для суммы $3j$ - символов из [4]. Несложные
вычисления приводят к следующему выражению для углового распре-
деления

$$W(\vec{n}_p) \sim \sum_{SS'} (2\gamma_S+1) u_S u_{S'}^* \delta_{\gamma_S \gamma_{S'}} +$$

$$- \sum_{SPj} Q(\gamma_S \gamma_P j k I) \cdot \text{Re} \{ u_S u_{Pj}^* (\vec{n}_p \vec{n}_k - i \beta_j \vec{n}_p [\vec{n}_k \times \vec{z}]) \} \quad (6)$$

где $\vec{n}_p = \vec{p}/p$ - направление вылета легкого осколка, $|\vec{\delta}|^2 = 1$,
 $\beta_j = \begin{cases} 1 & j = \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} & j = \frac{3}{2} \end{cases}$,

$$Q(\gamma_s, \gamma_p, j, KI) = 2\sqrt{3}(2\gamma_s+1)(2\gamma_p+1)\sqrt{2j+1} \cdot (-1)^{1+j-I-K} \times \begin{matrix} \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & 1 & j \\ \gamma_p & I & \gamma_s \end{matrix} \right\} \begin{pmatrix} \gamma_s & \gamma_p & 1 \\ K & -K & 0 \end{pmatrix} \end{matrix} \quad (7)$$

Рассмотрим простейший случай, когда близко к тепловой области имеется только один S и один P - резонанс. Удобно выразить отношения амплитуд захвата A_p/A_s и деления F_p/F_s через отношения соответствующих ширин:

$$A_p/A_s = \sqrt{\Gamma_{np}/\Gamma_{ns}} e^{i(\varphi_{np} - \varphi_{ns})}$$

$$F_p/F_s = \sqrt{\Gamma_{fp}/\Gamma_{fs}} e^{i(\varphi_{fp} - \varphi_{fs})} \quad (8)$$

Тогда угловое распределение выглядит следующим образом:

$$W(\vec{n}_p) = 1 + \beta (\vec{n}_p \vec{n}_k \cdot \cos \varphi - \vec{n}_p [\vec{n}_k \times \vec{\delta}]) \beta_j \sin \varphi \quad (9)$$

$$\beta = \frac{Q(\gamma_s, \gamma_p, j, KI)}{2\gamma_s+1} \sqrt{\frac{\Gamma_{np}}{\Gamma_{ns}} \frac{\Gamma_{fp}}{\Gamma_{fs}}} \left| \frac{E - E_s + i\Gamma_s/2}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \right|$$

$$\varphi = \varphi_{np} + \varphi_{fp} - \varphi_{ns} - \varphi_{fs} + \arg\left(\frac{E - E_s + i\Gamma_s/2}{E - E_p + i\Gamma_p/2}\right)$$

Тот факт, что корреляция $\vec{n}_k \vec{n}_p$ пропорциональна $\cos \varphi$, а $\vec{n}_p [\vec{n}_k \times \vec{\delta}] - \sin \varphi$, связан с их разной T - четностью (корреляция $\vec{n}_p [\vec{n}_k \times \vec{\delta}]$ - T - нечетна). Численные значения коэффициента $Q/(2\gamma_s+1)$ для значений моментов, возможных в ^{239}Pu , ^{233}U и ^{235}U приведены в таблице. Видно, что $Q/(2\gamma_s+1) \sim 1$. Фаза φ в делющихся ядрах не мала ($|\cos \varphi| \sim |\sin \varphi| \sim 1$) хотя бы потому, что $E_s - E_p \sim \Gamma$. По той же причине не оказывает существенного влияния на величину эффекта фактор $\left| \frac{E - E_s + i\Gamma_s/2}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \right|$. Учитывая также, что вероятности деления из компаунд-уровней

разной четности имеют одинаковый порядок величины ($\Gamma_{fp} \sim \Gamma_{fs}$) приходим к оценке величины асимметрии для тепловых нейтронов:

$$\beta \sim \sqrt{\frac{\Gamma_{np}}{\Gamma_{ns}}} \sim KR = 3 \cdot 10^{-4} \quad (10)$$

Эта величина согласуется с имеющимися экспериментальными данными [1]

$$\beta \beta_j \sin \varphi = \begin{cases} (1,65 \pm 0,11) \cdot 10^{-4} & ^{235}\text{U} \\ -(3,24 \pm 0,33) \cdot 10^{-4} & ^{233}\text{U} \end{cases} \quad (11)$$

К сожалению, более аккуратное сравнение с экспериментом провести нельзя, так как неизвестны параметры P - волновых резонансов и фазы. Однако и оценка порядка величины позволяет судить о правильности рассмотренной схемы. Во-первых, в системе не происходит "забывания" горячей стадии, т.е. смешивание уровней разной четности действительно без потерь переносится с горячей стадии на холодную. Во-вторых, не происходит усреднения эффекта из-за очень большого числа конечных состояний осколков, т.е. угловая асимметрия формируется до разрыва ядра на осколки. Поскольку по нашим представлениям P - нечетный эффект в делении возникает аналогичным образом, можно сказать, что наблюдение P - четных и P - нечетных корреляций на ожидаемом уровне указывают на правильность рассмотренной схемы формирования угловых распределений при делении.

Подчеркнем, что из существования обсуждаемых угловых распределений следует, что асимметрия масс осколков формируется до разрыва ядра.

Обратим внимание на следующее, почти очевидное, обстоятельство: величина P - четных угловых корреляций вблизи изолированных p-волновых резонансов может достигать единицы. Такие резонансы известны в ядрах, где деление идет как подбарьерное. Конечно, в этом случае вероятность деления очень мала, однако большая величина эффекта все же позволяет надеяться на его измерение. Такой эксперимент очень интересен с точки зрения изучения подбарьерного деления.

Мы благодарны за стимулирующие обсуждения Г.В.Даниляну, В.М.Лобашеву и И.Б.Хриповичу.

Таблица

				K = 0		K = 1		K = 2	
		J_s	J_p	$j = \frac{1}{2}$	$j = \frac{3}{2}$	$j = \frac{1}{2}$	$j = \frac{3}{2}$	$j = \frac{1}{2}$	$j = \frac{3}{2}$
^{239}Pu		0	1	3,46	4,90	-	-	-	-
		1	0	1,15	-	-	-	-	-
	$I = \frac{1}{2}$	1	1	0	0	-2,00	1,41	-	-
		1	2	-	3,65	-	3,16	-	-
^{233}U		2	1	-	-1,70	-	-1,47	-	-
		2	2	0	0	0,67	1,25	1,33	2,49
		2	3	2,37	2,12	2,23	2,00	1,76	1,58
	$I = \frac{5}{2}$	3	2	1,69	-0,90	1,59	-0,85	1,26	-0,67
		3	3	0	0	-0,67	0,75	-1,33	1,49
	3	4	-	2,97	-	2,87	-	2,57	
^{235}U		3	2	-	-1,92	-	-1,81	-	-1,43
		3	3	0	0	0,50	0,87	1,00	1,73
		3	4	2,27	1,92	2,20	1,86	1,96	1,66
	$I = \frac{7}{2}$	4	3	1,76	-1,02	1,71	-0,99	1,53	-0,88
		4	4	0	0	-0,50	0,59	-1,00	1,18
	4	5	-	2,85	-	2,80	-	2,62	

Л и т е р а т у р а

1. В.А.Весна, В.А.Князьков, Э.А.Коломенский, В.М.Лобашев, А.Н. Пирожков, Л.А.Попеко, Л.М.Смотрицкий, С.М.Соловьев, Н.А.Титов, Письма в ЖЭТФ, 31, 704, 1980.
2. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум, Препринт ИЯФ СО АН СССР 80-18; *Phys. Lett. B*, ЯФ, в печати.
3. О.Бор, Б.Моттelson, Структура атомного ядра, т.2, стр.25, Мир, Москва, 1977.
4. Д.А.Варшавич, А.Н.Москалев, В.К.Херсонский. Квантовая теория углового момента, стр.75, 99, 386. "Наука", Ленинград, 1975.