

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

4

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

**МЕХАНИЗМ НАРУШЕНИЯ
ЧЕТНОСТИ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР**

ПРЕПРИНТ 80-18



Новосибирск

МЕХАНИЗМ НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

АННОТАЦИЯ

Рассмотрено несохранение четности при делении ядер тепловыми нейтронами. Эффект обусловлен смешиванием вращательных состояний противоположной четности холодного сильнодеформированного ядра. Смешивание возникает благодаря слабому взаимодействию на стадии компаунд-ядра.

В нашей предыдущей работе [1] было отмечено, что P -нечетные угловые корреляции осколков, так же как и обычные P -четные формируются на холодной стадии деления, когда ядро представляет из себя грушевидный колпачок. P -нечетная асимметрия возникает за счет смешивания находящихся в $1/2^+$ системе вращательных траекторий противоположной четности. В указанной работе предполагалось, что слабое взаимодействие в компаунд-ядре существенно, а смешивание возникает динамически на холодной стадии деления. При этом вопрос о гравитационном эффекте оставался открытым. В настоящей работе показано, что именно слабое взаимодействие в компаунд-ядре приводит к наиболее сильному смешиванию вращательных состояний холодного ядра. Характерная величина эффекта при этом такая же, как в реакции (n, γ) , т.е. $\sim 10^{-4}$.

1) Позволим себе о важной роли компаунд-состояния высказаться ранее Г.В.Данкельман и Б.С.Рябенский.

1. Нарушение пространственной четности наблюдалось экспериментально при делении ядер ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu поляризованными тепловыми нейтронами /1-6/. Эффект состоит в том, что вероятности вылета легкого осколка по и против направления спина начального нейтрона отличаются. Величина асимметрии $\sim 10^{-4}$.

С теоретической точки зрения здесь имеются следующие проблемы:

1. Как известно, безразмерный параметр, характеризующий величину нарушения четности в ядерных силах, 10^{-7} . Почему экспериментальное значение асимметрии значительно больше?
2. Каким образом двухчастичное слабое взаимодействие влияет на коллективное, фактически макроскопическое движение системы?
3. Число конечных состояний осколков очень велико. Почему это обстоятельство не приводит к статистическому усреднению эффекта?

В нашей предыдущей работе /7/ было отмечено, что P - нечетные угловые корреляции осколков, так же как и обычные P -четные, формируются на холодной стадии деления, когда ядро представляет из себя грушевидный волчок. P -нечетная асимметрия возникает за счет смешивания имеющихся в такой системе вращательных уровней противоположной четности. В указанной работе предполагалось, что слабое взаимодействие в компаунд-ядре несущественно, а смешивание возникает динамически на холодной стадии деления. При этом вопрос о величине эффекта оставался открытым. В настоящей работе показано, что именно слабое взаимодействие в компаунд-состоянии приводит к наиболее сильному смешиванию вращательных состояний холодного ядра¹⁾. Естественная величина эффекта при этом такая же, как в реакции (n, γ) , т.е. $\sim 10^{-4}$.

1) Предположение о важной роли компаунд-состояния высказывалось ранее Г.В.Даниляном и Е.С.Ржевским.

П. Для реакции (n, γ) хорошо известен механизм усиления эффектов нарушения четности, связанный с высокой плотностью уровней в компаунд-ядре /8-10/, который согласно /10/ принято называть динамическим усилением. Напомним, каким образом возникает это усиление. Волновую функцию любого состояния в компаунд-ядре можно разложить по произведениям одночастичных:

$$\Psi = \sum_{i=1}^N a_i \psi_i \quad (1)$$

где ψ_i - произведения волновых функций возбужденных частиц и дырок. Характерное число слагаемых в сумме определяется интенсивностью остаточного межнуклонного взаимодействия. Если ΔE - масштаб этого взаимодействия, а D - расстояние между уровнями компаунд-ядра, то $N \sim \Delta E/D$. Напомним, что D экспоненциально падает с ростом числа возбужденных частиц. В тяжелых ядрах ($A \sim 240$) $\Delta E \sim \omega \sim 1$ мэв, $D \sim 1$ эв (ω - расстояние между одночастичными уровнями), и следовательно $N \sim 10^6$. Ясно, что при таком сильном перемешивании все a_i одного порядка величины, и согласно нормировке $|a_i| \sim 1/\sqrt{N}$.

Рассмотрим теперь матричный элемент некоторого одночастичного оператора V между двумя состояниями компаунд-ядра:

$$M = \left\langle \sum_i a_i \psi_i \left| V \right| \sum_k b_k \psi_k \right\rangle = \sum_{i,k} a_i^* b_k V_{ik} \quad (2)$$

Матричный элемент V_{ik} при каждом фиксированном i отличен от нуля лишь при нескольких значениях k , когда ψ_k отличается от ψ_i состоянием одной частицы. Естественно считать, что знаки отдельных слагаемых в сумме (2) случайны. Таким образом, мы имеем в формуле (2) некогерентную сумму из $\sim N$ слагаемых, каждое из которых $\sim \langle V \rangle / N$, т.е.

$$|M| \sim K \langle V \rangle / \sqrt{N} \quad (3)$$

где $\langle V \rangle$ - характерный матричный элемент между одночастичными состояниями. Поскольку матричные элементы смешивания между разными уровнями компаунд-ядра имеют одинаковый порядок величины, максимальное смешивание будет между ближайшими уровнями. Величина коэффициента смешивания

$$|\alpha| \sim |M|/D \sim \frac{K \langle V \rangle}{\omega} \sqrt{N} \quad (4)$$

Характерное смешивание одночастичных уровней $\sim \langle V \rangle / \omega$, т.е. фактор усиления $\sim \sqrt{N} \sim 10^3$. Как известно, для слабого взаимодействия $\langle V \rangle / \omega \sim 10^{-7}$, и $\alpha \sim 10^{-4}$.

Подчеркнем, что для динамического усиления важно то обстоятельство, что интенсивность остаточного межнуклонного взаимодействия, размешивающего одночастичные уровни, сравнима с расстоянием между одночастичными уровнями противоположной четности. Скажем, в идеальном газе с высокой плотностью уровней динамическое усиление отсутствует.

III. Процесс деления ядра при не слишком больших энергиях проходит через следующие стадии: захват нейтрона и образование горячего компаунд-ядра, холодное грушевидное ядро, разрыв шейки и разлет осколков. Все многообразие конечных состояний формируется на последней стадии. Нейтрон при захвате в компаунд-состояние возбуждает часть нуклонов ядра. Возбужденные нуклоны и дырки движутся в некотором среднем потенциале остова и сильно взаимодействуют между собой. Взаимодействие же их с колебаниями остова будем считать малым и рассматривать по теории возмущений. (Теория возмущений здесь используется исключительно для простоты изложения. Случай сильной связи с колебаниями рассмотрен ниже, и результат имеет тот же вид). С формальной точки зрения эта задача аналогична задаче о взаимодействии газа квазичастиц с тяжелой частицей, движущейся в потенциальной яме. Делению соответствует вылет частицы из ямы. Мы рассматриваем деление непосредственно

венно над барьером, т.е. деление произойдет только в том случае, если газ полностью "остынет" и передаст энергию колебаниям остова. Диаграмма, соответствующая этому процессу, изображена на рис. 1а. Нас интересует минимальный порядок теории возмущений по взаимодействию квазичастиц с колебаниями остова. Так как в конечном состоянии возбужденных нуклонов нет, в каждом акте взаимодействия с колебаниями нуклон должен аннигилировать с дыркой. То есть если сначала было возбуждено n нуклонов, то деление происходит в n -ом порядке теории возмущений. Амплитуда, соответствующая рис. 1а, имеет вид:

$$A(E) = \sum_{\alpha_1, k_1} \frac{\langle f | V | k_1, \alpha_1 \rangle}{E - E_1 + i\Gamma_1/2} \times \dots \times \frac{\langle k_{n-1}, \alpha_{n-1} | V | 0, n \rangle}{E - E_{n-1} + i\Gamma_{n-1}/2} \quad (5)$$

Здесь $|0, n\rangle \equiv |0\rangle |n\rangle$ - начальное состояние, причем $|0\rangle$ - волновая функция остова, $|n\rangle$ - газа из n нуклонов и n дырок; $|k_i, \alpha_i\rangle \equiv |k_i\rangle |\alpha_i\rangle$ - волновая функция i нуклонов и i дырок, $|k_i\rangle$ - состояние остова; $|f\rangle$ - конечное состояние - фиксированный делительный канал; E - начальная энергия;

E_i, Γ_i - энергии и ширины промежуточных состояний. Сумма идет по всем промежуточным состояниям, число которых очень велико. Однако нетрудно убедиться, что доминируют слагаемые, которые соответствуют минимально возможному "несохранению энергии" в промежуточных состояниях, т.к. динамически усиленными являются переходы с минимальными энергетическими знаменателями в формуле (5).

Нарушающее четность слабое взаимодействие может быть включено на любой из стадий процесса, изображенного на рис. 1а. Однако очевидно, что основной вклад дает слабое взаимодействие на начальной стадии (рис. 1б). Дело в том, что на начальной стадии количество возбужденных нуклонов максимально, следовательно спектр уровней наиболее густой, и фактор динамического усиления наибольший. Примесная амплитуда, соответствующая рис. 1б, имеет вид

$$C(E) = \sum_{\nu} B_{\nu}(E) \frac{\langle 0, \nu | H_w | 0, n \rangle}{E - E_{\nu} + i\Gamma_{\nu}/2} \quad (6)$$

где H_w - оператор нарушающего четность слабого взаимодействия; $B(E)$ - амплитуда деления из примесного уровня, которая имеет тот же вид, что и $A(E)$ в формуле (5). Сумма ведется по всем уровням противоположной четности системы из n нуклонов. Однако динамически усилен лишь вклад ближайших уровней. Поскольку примесная амплитуда имеет ту же структуру, что и основная, ясно, что нет никакого дополнительного подавления примесной амплитуды, связанного с переходом из горячей в холодную стадию. По порядку величины отношение этих амплитуд определяется величиной нарушения четности в компаунд-ядре: $\delta = C/A \sim 10^{-4}$.

IV. Обсудим теперь холодную стадию деления. Здесь применимо адиабатическое приближение. Волновую функцию вращающегося ядра с грушевидной деформацией можно записать в следующем виде [11]:

$$|a, k\rangle_{JM}^{\eta} = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} \left\{ D_{JK}^{\eta}(\varphi, \theta, 0) |a, k\rangle + \eta(-1)^{J+K} D_{J, -K}^{\eta}(\varphi, \theta, 0) |a, -k\rangle \right\} \quad (7)$$

где η - четность состояния, J - момент, K - проекция J на ось волчка, $|a, k\rangle$ - внутреннее состояние ядра. Здесь мы предполагаем, что $K \neq 0$, поскольку при $K=0$ нет вращательных состояний противоположной четности с одинаковым J . Рассмотрим для простоты случай, когда нейтрон захватывается в резонанс с фиксированным J и деление идет через один канал, т.е. имеется только одно внутреннее состояние $|a, k\rangle$. Амплитуды $A(E)$ и $C(E)$ (формулы (5), (6)) определяют вероятности попадания в состояния $|a, k\rangle_{JM}^{\eta}$ и $|a, k\rangle_{JM}^{\bar{\eta}}$ ($\bar{\eta} \equiv -\eta$). Волновая функция непосредст -

венно перед делением имеет вид:

$$|\widetilde{a, k}\rangle_{JM}^{\eta} = |a, k\rangle_{JM}^{\eta} + \alpha |a, k\rangle_{JM}^{\bar{\eta}}$$

$$\alpha = C(E)/A(E) = \sum_{\nu} \frac{\sqrt{\Gamma_{\nu}} \langle 0, \nu | H_{\omega} | 0, n \rangle}{E - E_{\nu} + i\Gamma_{\nu}/2} e^{-i(\varphi - \varphi_{\nu})} \quad (8)$$

Здесь Γ и φ — делительная ширина и фаза перехода в холодное состояние из уровня компаунд-ядра, на который происходит захват; Γ_{ν} и φ_{ν} — то же для примесных уровней. Фазы φ и φ_{ν} возникают при учете в диаграммах, изображенных на рис. 1 а, б, ширин промежуточных состояний. Поскольку в этих состояниях спектр менее густой, чем в начальном компаунд-ядре, зависимость фаз от энергии плавная по сравнению с зависимостью $(E - E_{\nu} + i\Gamma_{\nu}/2)^{-1}$, связанной с начальным компаунд-ядром.

Основная и примесная волновые функции в (8) соответствуют одному и тому же внутреннему состоянию ядра и отличаются только макроскопическим вращательным движением — в его разложение по орбитальным моментам в состояниях η и $\bar{\eta}$ входят моменты разной четности. Поэтому амплитуды деления в любое конкретное внутреннее состояние осколков из состояний $|a, k\rangle^{\eta}$ и $|a, k\rangle^{\bar{\eta}}$ совпадают, и волновая функция при $Z \rightarrow \infty$ будет также иметь вид (8). Подставляя $|a, k\rangle_{JM}^{\eta}$ из формулы (7), находим угловое распределение осколков

$$W_{JM}(\theta) \sim |D_{Mk}^J|^2 (1+\gamma) + |D_{M,-k}^J|^2 (1-\gamma) \quad (9)$$

$$\gamma = 2\text{Re}\alpha = 2\text{Re} \sum_{\nu} \frac{\sqrt{\Gamma_{\nu}} \langle 0, \nu | H_{\omega} | 0, n \rangle}{E - E_{\nu} + i\Gamma_{\nu}/2} e^{-i(\varphi - \varphi_{\nu})} \quad (10)$$

В экспериментах /1-6/ неполяризованные ядра делились поляризованными нейтронами. Угловое распределение в этом случае таково:

$$W(\theta) \sim \sum_M |C_{IM-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{JM}|^2 |w_{JM}(\theta)|^2 \sim 1 + a \cos \theta$$

$$a = \gamma \frac{K}{I + \frac{1}{2}} (-1)^{J-I-\frac{1}{2}} \quad (11)$$

I — момент ядра мишени, $C_{IM-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{JM}$ — коэффициент Клебша-Гордана.

Подчеркнем, что эффект обусловлен ориентацией ядра ещё до разрыва. Действительно, в состоянии (8) имеется средняя ориентация ядра вдоль \vec{J} . Корреляция $\vec{J}\vec{n}$ не только ρ , но и T — нечетна. Поэтому она может возникнуть только благодаря конечному времени жизни ядра. В этом нетрудно убедиться непосредственно. Матричный элемент слабого взаимодействия чисто мнимый, поэтому при $\Gamma_{\nu} = \varphi - \varphi_{\nu} = 0$ корреляция $\vec{J}\vec{n}$ в состоянии (8) отсутствует, и эффект равен нулю ($\gamma = a = 0$).

У. Рассмотрим случай, когда взаимодействие нуклонов с колебаниями не мало и его нельзя учитывать по теории возмущений. Тогда колебания остова надо рассматривать наравне со всеми остальными степенями свободы как некоторую квазичастицу. Запишем волновую функцию захватного компаунд-состояния аналогично (1) в виде разложения по произведениям одноквазичастичных волновых функций.

$$\Psi = \sum_{i=1}^N a_i \varphi_i + A |a, k\rangle \quad (12)$$

В Ψ входят состояния с возбуждением одной, двух и т.д. квазичастиц. Мы выделили состояние с максимальной деформацией, соответствующее делительному каналу, поскольку из него происходит деление. Здесь A фактически

амплитуда перехода в холодное состояние, и вероятность деления пропорциональна $|A|^2$. Как показано в пункте II, в системе с сильным перемешиванием число слагаемых в Ψ_{η} $N \sim \Delta E/D \sim 10^{16}$. $|A_i| \sim |a_i| \sim 1/\sqrt{N}$. Аналогичный $\Psi_{\bar{\eta}}$ вид имеет волновая функция противоположной четности.

$$\Psi_{\bar{\eta}} = \sum b_k \Psi_k + B |a, k\rangle^{\bar{\eta}}, \quad |B| \sim |b_k| \sim 1/\sqrt{N} \quad (13)$$

Смешивание ближайших уровней Ψ_{η} и $\Psi_{\bar{\eta}}$ динамически усилено. Полная функция такова:

$$\Psi = \Psi_{\eta} + \beta \Psi_{\bar{\eta}} = \sum a_i \Psi_i + \beta \sum b_k \Psi_k + A(|a, k\rangle^{\eta} + \beta \frac{B}{A} |a, k\rangle^{\bar{\eta}}) \quad (14)$$

Видно, что часть волновой функции, соответствующая холодному состоянию, из которого происходит деление, имеет вид (8). Таким образом, результат совпадает с полученным в теории возмущений.

Подчеркнем, что для наличия эффекта важно то, что разброс нейтронов по энергии меньше расстояний между уровнями и ширины уровней компаунд-ядра ($\delta E < D, \Gamma$). Именно в такой ситуации адекватным является рассмотрение волновой функции квазистационарного состояния с заданной энергией, а не временная картина деления. В обратном случае $\delta E \gg D \gg \Gamma$ возможно временное описание. Однако тогда при переходе к холодному состоянию происходит "забывание" начальной горячей стадии, и эффект, вызванный слабым взаимодействием на горячей стадии, подавляется в $\sqrt{\delta E/D}$ раз.

VI. В реальной ситуации может возникнуть интерференция нескольких входных нейтронных резонансов. Если все они имеют одинаковые J , то формула (9) по-прежнему применима, а выражение (10) для γ очевидным образом модифицируется. Более интересный эффект возникает, если перекрываются резонансы с разными J . Пусть δ_+ -

амплитуда захвата в резонанс с $J_+ = I + 1/2$. δ_- - в резонанс с $J_- = I - 1/2$. Тогда волновая функция в холодном состоянии имеет вид:

$$\beta_+ |\widetilde{a, k}\rangle_{J_+ M}^{\eta} + \beta_- |\widetilde{a, k}\rangle_{J_- M}^{\eta} \quad (15)$$

$$\beta_{\pm} = \frac{\delta_{\pm} A_{\pm}}{E - E_{\pm} + i\Gamma_{\pm}/2}$$

Для деления поляризованными нейтронами неполяризованных ядер коэффициент асимметрии равен

$$a = \frac{2}{|\beta_+|^2 + |\beta_-|^2} \left\{ \frac{k}{I + 1/2} [|\beta_+|^2 \text{Re} \alpha_+ - |\beta_-|^2 \text{Re} \alpha_-] - \frac{\sqrt{(I + 1/2)^2 - k^2}}{I + 1/2} \text{Re} [\beta_+ \beta_-^* (\alpha_+ + \alpha_-^*)] \right\} \quad (16)$$

Если β_+ или β_- равно нулю, то ответ, естественно, совпадает с (11). Интересно, что интерференционный член отличен от нуля даже при $k=0$, когда вращательных уровней разной четности с одинаковым J нет.

Заметим наконец, что если деление идет через несколько каналов с различными k , то они между собой не интерферируют, и $a = \sum w_k a_k$ где w_k - вероятность деления через данный канал. Если деление идет высоко над барьером, где число открытых каналов велико, эффект статистически усредняется.

VII. Мы обсуждали до сих пор асимметрию в угловом распределении осколков. Другой эффект, обусловленный несохранением четности - продольная поляризация осколков при делении неполяризованных ядер неполяризованными нейтронами. Нам хотелось бы обратить внимание на то, что при делении через состояние с фиксированным J эти два эффекта связаны модельно независимым образом. Пусть $\langle S \rangle$ -

средняя сумма проекций спинов осколков на направление движения легкого осколка; a — коэффициент асимметрии в угловом распределении вылета легкого осколка. Тогда

$$\langle S \rangle = a \left(I + \frac{1}{2} \right) (-1)^{J-I-\frac{1}{2}} \quad (17)$$

Если перекрываются резонансы с разными J , то модельно независимой связи нет. В рассмотренной в данной статье схеме

$$\langle S \rangle = \frac{K}{|\beta_+|^2 + |\beta_-|^2} \left\{ |\beta_+|^2 \gamma_+ + |\beta_-|^2 \gamma_- \right\} \quad (18)$$

В отличие от коэффициента асимметрии (формула (16)) интерференции между разными J здесь нет.

УШ. Сформулируем в заключении ответы на поставленные в начале статьи вопросы, которые характеризуют наиболее важные моменты рассмотренного механизма нарушения четности в делении.

1. Эффект обусловлен слабым взаимодействием на стадии компаунд-ядра. Вследствие динамического усиления величина смешивания уровней противоположной четности в компаунд-ядре $\sim 10^{-4}$.
2. Имеется холодная стадия деления с грушевидной деформацией ядра. В холодном состоянии четность однозначно связана с вращательным состоянием ядра, и в процессе "остывания" четность сохраняется. По этим причинам P -нечетное смешивание нуклонных уровней компаунд-ядра переходит в смешивание вращательных состояний. Величина смешивания, грубо говоря, остается той же.
3. На холодной стадии процесс деления идет через малое число каналов (~ 1). Благодаря нарушению P -четности и конечному времени жизни ядра ось деления еще до разрыва направлена в среднем вдоль спина нейтрона. Поэтому

не происходит усреднения эффекта за счет большого числа конечных состояний осколков

Мы благодарны за стимулирующие обсуждения и интерес к работе И.Б.Хриповичу, Г.В.Даниляну, В.Ф.Дмитриеву, С.Т.Беляеву и Е.С.Ржевскому.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.В.Данилян и др. Письма в ЖЭТФ, 26, 198, 1977.
2. Б.Д.Воденников и др. Письма в ЖЭТФ, 27, 68, 1978.
3. Г.В.Данилян и др. ЯФ, 27, 42, 1978.
4. В.Н.Андреев и др. Письма в ЖЭТФ, 28, 53, 1978.
5. А.К.Петухов и др. Письма в ЖЭТФ, 30, 470, 1979.
6. Н.В.Боровикова и др. Письма в ЖЭТФ, 30, 527, 1979
7. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. ЯФ, 31, 55, 1980.
8. *R. Haas, L.V. Leipuner, R. K. Adair. Phys. Rev.,*
116, 1221, 1959.
9. *R. J. Blin-Stoyle. Phys. Rev.,* 120, 181,
1960.
10. И.С.Шапиро. УФН, 95, 647, 1968.
11. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, т.2,
стр.25, Мир, 1977..

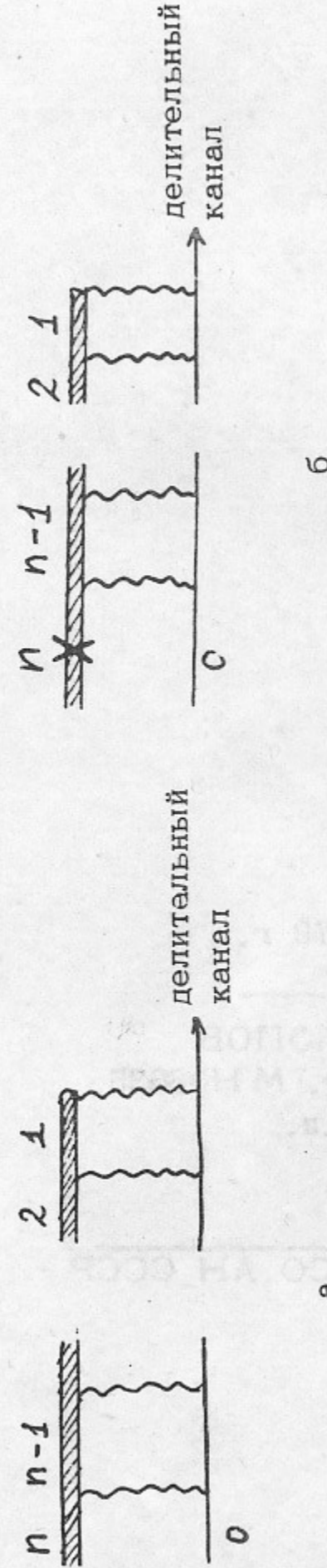


Рис. 1

Жирная линия соответствует газу нуклонов и дырок, сплошная — остову, волнистая — взаимодействию нуклона с колебаниями остова. Крестиком обозначено слабое взаимодействие.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Демидов и др. Письма в ЖЭТФ, 29, 1, 77.
2. Е. А. Болотников и др. Письма в ЖЭТФ, 22, 8, 1976.
3. Г. В. Демидов и др. ЯФ, 27, 43, 1978.
4. В. И. Андреев и др. Письма в ЖЭТФ, 25, 34, 1978.
5. А. К. Петухов и др. Письма в ЖЭТФ, 23, 4, 30, 1977.
6. Н. В. Бардакова и др. Письма в ЖЭТФ, 30, 5, 27, 1979.
7. О. П. Сухман, В. В. Бардакова, ЯФ, 31, 55, 1980.
8. R. Haas, *Z. Naturphys.*, R. A. Abrikosov, 116, 1221, 1979.
9. R. J. Blin-Stoyle *Phys. Rev.*, 120, 181, 1960.
10. И. С. Шадрин, Учен. зап. Казан. ун-та, 54, 7, 1968.
11. С. С. Б. Мотт, Структура атомного ядра, т. 2.

Работа поступила 17 декабря 1979 г.

Ответственный за выпуск С. Г. ПОПОВ
Подписано к печати 17.01.1980 г. МН06035
Усл. 0,8 печ.л. 0,6 учетно - изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ №18.

Отпечатано на ротапинтере ИЯФ СО АН СССР