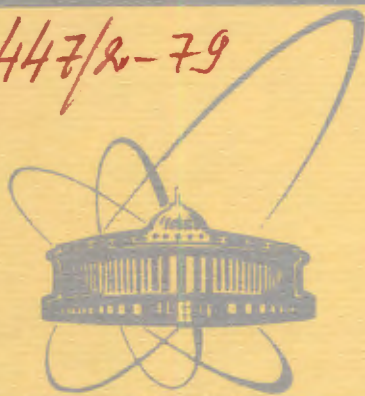


3/ix - 79

3447/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

K-211

P7 - 12368

С. А. Карамян

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ
ДАНЫХ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ γ -КВАНТОВ
В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ РЕАКЦИЯХ

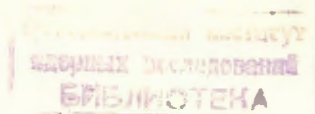
1979

P7 - 12368

С.А.Карамян

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ
ДАНЫХ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ γ -КВАНТОВ
В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ РЕАКЦИЯХ

Направлено в ЯФ



Карамян С.А.

P7 - 12368

К интерпретации данных по множественности γ -квантов в глубоконеупругих реакциях

Выполнен анализ характерных результатов экспериментов по измерению множественности γ -квантов M_γ в глубоконеупругих реакциях под действием тяжелых ионов. На основе экспериментальных зависимостей M_γ от угла вылета, кинетической энергии и атомного номера продукта получена оценка парциальных угловых моментов различных форм регулярного вращательного движения двойной ядерной системы. Для объяснения величин M_γ , соответствующих низкоэнергичной части спектра продуктов реакций, необходимо предполагать, что для сильнодеформированной системы значительную роль играет величина собственного углового момента, приобретаемого продуктами реакции в результате разрыва этой системы добавочно к моменту, связанному с регулярным вращательным движением.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Karamian S.A.

P7 - 12368

On the Interpretation of Data on γ -Ray Multiplicity in Deep-Inelastic Reactions

The analysis of characteristic results of experiments on measuring the γ -ray multiplicity in deep-inelastic reactions, induced by heavy ions, is performed. On the basis of experimental dependences M_γ on an exit angle, kinetic energy and atomic number of product, the partial angular momenta of different forms of the regular rotational motion are estimated for double nuclear system. In order to explain M_γ values, related to low energy part of the product spectrum, an assumption was made that a valuable contribution of the angular momentum, transferred to reaction products as a result of the system scission, additionally to a momentum connected with the regular rotational motion, for the case of strongly deformed system.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы достигнут значительный прогресс в исследовании электромагнитного излучения продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами. Подробно изучено γ -излучение, сопровождающее распад составных ядер. Получены данные о множественности γ -квантов, излучаемых продуктами глубоконеупругих реакций передачи нуклонов. Этот новый механизм реакции, экспериментально обоснованный в работах^{/1/}, занимает промежуточное положение между реакциями образования составного ядра и прямыми ядерными взаимодействиями. Измерения энергетических спектров и угловых распределений продуктов глубоконеупругих реакций позволили сделать вывод о том, что в этих реакциях происходит образование двойной ядерной системы. При этом взаимодействующие ядра не теряют полностью свою индивидуальность, однако взаимодействуют достаточно тесно, так что осуществляется практически полный переход кинетической энергии взаимодействия в энергию возбуждения продуктов. Развал двойной ядерной системы происходит под действием кулоновских и центробежных сил, причем систему перед разрывом можно в некотором приближении считать квазистационарной.

Цель работы состоит в выяснении возможности получения дополнительной физической информации о механизме глубоконеупругих реакций из экспериментальных данных о множественности γ -лучей продуктов этих реакций.

II. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Точные сведения о характере движения взаимодействующих ядер и о форме двойной ядерной системы в зависимости от времени отсутствуют. Не вызывает сомнения, однако, факт взаимодействия двух центров массы и заряда в этих реакциях. Поэтому за основу будет принято рассмотрение механики взаимодействия двух соприкасающихся тел. В качестве исходной формы взаимодействующих ядер примем форму двух соприкасающихся шаров. Для такой системы можно выделить, следуя^{/2/}, три вида движения: скольжение, качение и вращение как целого. Если спин системы L перпендикулярен оси симметрии системы, то после ее разрыва часть углового момента ΔL переходит в собственный спин продуктов реакции. Если имеет место слипание шаров и вращение системы как целого, то отношение $\Delta L/L$ равно /см. также^{/2,3/} /:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{2}{5} \frac{(1+a^{5/3})(1+a)}{a(1+a^{1/3})^2 + \frac{2}{5}(1+a)(1+a^{5/3})} \quad /1/$$

где $a = \frac{A_2}{A_1}$ - отношение масс продуктов реакции, $A_1 > A_2$. Остальная часть $(L - \Delta L)$ углового момента переходит в относительное движение. В том случае, если имеет место качение шаров по поверхности друг друга, то полный момент количества движения складывается из момента орбитального движения и собственно качения каждого из шаров. При равных радиусах и моментах инерции шаров орбитальное движение отсутствует и полный момент равен нулю, т.к. моменты шаров равны и противоположны по знаку. Однако существенная для множественности γ -лучей величина $|\Delta L_1| + |\Delta L_2|$ не равна нулю при любом a :

$$\frac{|\Delta L_1| + |\Delta L_2|}{L} = \frac{4}{5} \frac{a^{2/3}(1+a)}{(1+a^{1/3})(a^{1/3} - a^{5/3})} \quad /2/$$

Формула /2/ получена из условий, характеризующих качение без проскальзывания:

$$\begin{cases} \frac{R_1}{R_1+R_2} v_r + v_1 = v_2, \\ J_1 \vec{\Omega}_1 = -J_2 (\vec{\Omega}_2 + \vec{\omega}), \end{cases} \quad /3/$$

где ω - угловая скорость орбитального вращения, R_1 и R_2 - радиусы ядер, J_1 и J_2 - их моменты инерции относительно собственных центров, Ω_1 и Ω_2 - угловые скорости вращения без учета орбитальной угловой скорости, v_1 и v_2 - линейные скорости поверхности шаров в точке соприкосновения, v_r - относительная линейная скорость перемещения центров шаров. Если шары скользят по поверхности друг друга, то весь угловой момент при разрыве системы переходит в относительное движение при условии, что разрыв есть малое возмущение. Если представить разрыв как лобовое столкновение с жесткой ступенью, то для случая скольжения

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{16}{5} \frac{a^{2/3}(1+a)}{(1+a^{5/3})(1+a^{1/3})^2 + \frac{8}{5}a^{2/3}(1+a)} \quad /4/$$

Можно думать, что реальный характер движения взаимодействующих ядер включает суперпозицию всех перечисленных форм регулярного движения при наличии некоторого перераспределения с течением времени парциального момента одной из форм движения в парциальные моменты других форм. Конкретнее, можно с большой степенью достоверности предполагать, что в начальный момент взаимодействия единственным видом движения является скольжение, угловой момент которого за счет действия сил трения передается в парциальные моменты качения и вращения системы как целого. Эти виды движения, очевидно, становятся доминирующими с течением времени взаимодействия. Если путем анализа экспериментальных данных найти зависимость от времени парциальных угловых моментов различных форм движения, то можно было бы считать задачу понимания механизма процесса частично решенной. В процессе развития двойной ядерной системы она приобретает значительную деформацию. В работе^{/4/} вычислена степень деформации продуктов реакции, соответствующая различным участкам экспериментального спектра кинетической энергии. Таким образом, деформация

системы получила количественную характеристику. Наконец, в системе, вероятно, будут возбуждены колебательные моды, получение информации об этой стороне процесса является пока не решенной задачей.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим теперь некоторые характерные экспериментальные данные по множественности γ -лучей в глубоконеупругих столкновениях, на примере которых выясним возможность получения сведений о механизме процесса. В работе^{5/} для столкновения $^{86}\text{Kr} + ^{120}\text{Sn}$ изучена функция множественности γ -лучей в зависимости от угла вылета продукта - $M_\gamma(\theta)$ при изменении величины потери кинетической энергии частицы, т.е. при изменении степени неупругости процесса. Оказалось, что для квазиупругих столкновений $M_\gamma(\theta)$ возрастает с увеличением θ , чему соответствует увеличение передачи углового момента в собственный момент продуктов реакции с уменьшением прицельного параметра. Для столкновений с умеренной потерей кинетической энергии $M_\gamma(\theta)$ уменьшается с увеличением угла вылета продукта. В предположении такой же, как в случае рассеяния, связи между углом θ и прицельным параметром во входном канале уменьшение $M_\gamma(\theta)$ можно понимать как корреляцию собственного углового момента продуктов с входным угловым моментом. При большой потере кинетической энергии $M_\gamma(\theta)$ слабо зависит от угла θ , чему отвечает, вероятно, захват частицы на длительный отрезок времени с развалом системы после поворота на достаточно большой угол. Из экспериментальных данных видно, что в обсуждаемых реакциях с ростом степени неупругости процесса теряется однозначная связь между угловым моментом частицы во входном канале и углом вылета продукта реакции. Не является однозначно определенным даже направление отклонения траектории, соответствующее положительным или отрицательным углам. При этом вряд ли целесообразным является предположение, сделанное в^{5/}, о наличии корреляции между входным угловым моментом и кинетической энергией продуктов - ТКЕ. Тем более трудно ожидать наличия такой корреляции после интегрирования зна-

чений $M_\gamma(\text{ТКЕ})$ по углу. Корреляция между ТКЕ и временем взаимодействия более естественна, так как большему времени движения соответствует большее торможение относительной скорости скольжения продуктов реакции. Такая корреляция принималась, например, при получении коэффициентов трения путем анализа спектров продуктов глубоконеупругих процессов^{6/}.

На рис. 1 показана измеренная для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{107,109}\text{Ag}$ / $E_L=618 \text{ МэВ}$ / ^{7/} зависимость средней множественности γ -лучей от ТКЕ. Для квазиупругой части /максимальные значения ТКЕ/ M_γ невелико, однако резко возрастает с уменьшением ТКЕ. Это можно понимать как потерю кинетической энергии скольжения за счет трения и одновременное возрастание пар-

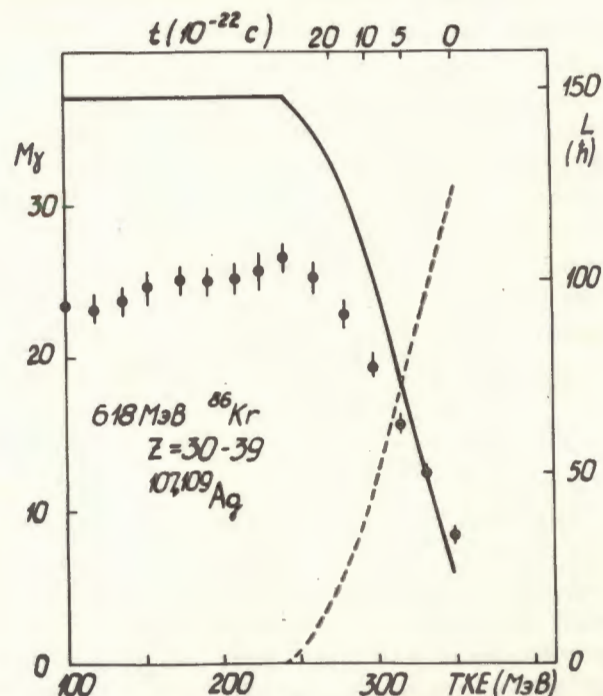


Рис.1. Зависимость множественности γ -квантов от полной кинетической энергии продуктов ТКЕ, измеренная в работе^{7/}. Зависимости от ТКЕ парциальных угловых моментов слияния (—) и скольжения (---), полученные путем анализа экспериментальных данных.

циального момента слияния. Исходя из величины M_γ , получим суммарный спин продуктов реакции ΔL по обычно принятой формуле^{/5/} $\Delta L = 2(M_\gamma - 5)$, а затем с использованием формулы /1/ найдем парциальный момент слияния $L_{\text{слип.}}$ в зависимости от ТКЕ /см. рис. 1/. Здесь предполагаем, что разрыв является малым возмущением, а вклад качения равен нулю. Величина $L_{\text{слип.}}$ достигает максимума в точке, где максимально значение M_γ , при этом, вероятно, происходит полная потеря кинетической энергии скольжения и $L_{\text{скольж.}} = 0$. Таким образом определяем средний полный угловой момент на входе $L = (L_{\text{слип.}})_{\text{макс.}}$ и парциальный момент скольжения в зависимости от ТКЕ $L_{\text{скольж.}} = L - L_{\text{слип.}}$, что и показано на рис. 1. С использованием коэффициента тангенциального трения C_{tt} , полученного в работе^{/6/}, нетрудно перейти от потери кинетической энергии к времени жизни системы, отсюда найдена шкала времени, показанная на рис. 1. Таким образом, на основе величин M_γ получена зависимость от потери кинетической энергии и от времени взаимодействия парциальных моментов $L_{\text{слип.}}$ и $L_{\text{скольж.}}$, а также значение среднего полного углового момента на входе - L . Имеется возможность проверить правильность определения L путем расчета кинетической энергии. Вблизи максимума M_γ ТКЕ должна равняться сумме кулоновского барьера продуктов реакции и орбитальной энергии вращения $E_{R(\text{орб.})}$, которая может быть найдена из соотношения $E_{R(\text{орб.})} \approx \frac{\hbar^2}{2J_{\text{орб.}}} (L - \Delta L)^2$, где ΔL вычисляется по формуле /1/, а $J_{\text{орб.}} = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} R_0^2$, где R_0 - сумма радиусов

ядер с массой A_1 и A_2 . Такой расчет при выборе $r_0 = 1,2 \text{ Фм}$, $V = 190 \text{ МэВ}$ дает значение ТКЕ = 230 МэВ, т.е., действительно, весьма близкое к положению максимума M_γ . Этот результат подтверждает правильность значения среднего полного момента $L = 147\hbar$. Отметим, что полученное значение близко к среднему между максимальным моментом $L_{\text{макс.}} = 207\hbar$ и критическим моментом слияния^{/8/} $L_{\text{крит.}} = 71\hbar$ для этой реакции. Среди других особенностей функции M_γ (ТКЕ) нужно отметить следующую: M_γ и собственный угловой момент продуктов реакции ΔL не равны нулю даже для максимальных значений ТКЕ.

Это означает, по-видимому, накопление некоторого момента ядрами за счет кулоновского возбуждения еще до их соприкосновения, а также при разлете.

Уменьшение M_γ с уменьшением ТКЕ после прохождения максимума связано с деформацией системы, поэтому на основе величин M_γ можно получить величину деформации системы. Расчет выполнялся в предположении вращения системы как целого. Форма системы принималась в виде двух соприкасающихся эллипсоидов равной степени деформации при расстоянии R между их центрами тяжести с использованием условия сохранения объема по мере увеличения деформации. Величина ΔL , непосредственно связанная с M_γ , зависит от степени вытянутости системы R следующим образом:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{J_1(R) + J_2(R)}{J_{\text{орб.}}(R) + J_1(R) + J_2(R)}, \quad /4/$$

где $J_{\text{орб.}}(R)$ - орбитальный момент инерции системы, считавшийся равным $\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} R^2$, $J_1(R)$ и $J_2(R)$ - собственные моменты инерции двух взаимодействующих тел в зависимости от деформации (R). Параметр R вычислен, кроме того, при использовании величин кинетической энергии системы, которая считалась состоящей из энергии электростатического отталкивания, вычисляемой упрощенно, как $E_e = V \frac{R_0}{R}$, и орби-

тальной части энергии вращения. На рис. 2 показаны значения R , вычисленные на основе величин ТКЕ и данных обработки значений M_γ (ТКЕ). Видно хорошее согласие в области больших значений ТКЕ, соответствующих малым значениям деформации, и нарастающее с уменьшением ТКЕ расхождение между этими двумя определениями R . Расхождение достаточно велико и не может быть объяснено количественными погрешностями расчета. Если взять за основу величины R , найденные исходя из ТКЕ, то соответствующие им значения ΔL примерно в 1,4 раза меньше, чем ΔL , полученные из M_γ в области значений ТКЕ $\approx 100-120 \text{ МэВ}$.

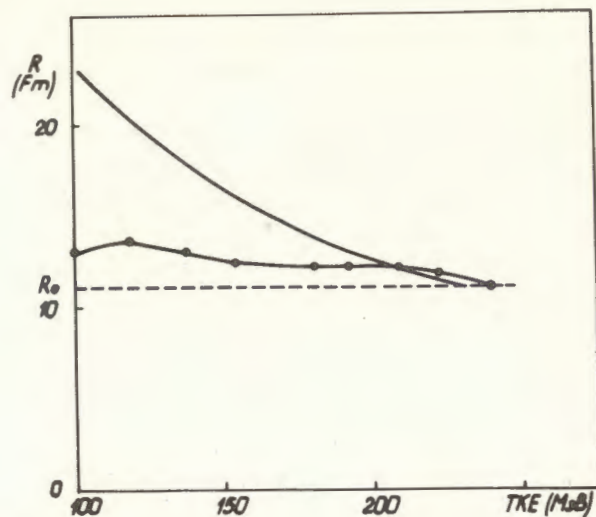


Рис.2. Значения R -расстояния между центрами двойной ядерной системы, полученные на основе анализа величин кинетической энергии продуктов ТКВ, а также соответствующих экспериментальных точек для M_γ .

По-видимому, единственным объяснением этого расхождения может быть предположение о том, что при большой деформации системы продукты реакции приобретают значительный собственный спин в результате разрыва системы добавочно к спину, связанному с регулярным вращением системы как целого.

Приобретению такого спина должны способствовать колебательные моды различного типа, возбужденные в системе. Даже радиальные колебания с переходом от сплюснутой формы к вытянутой должны приводить к возникновению вихревых движений в разных частях системы. Спин еще большей величины в результате разрыва системы может возникать при возбуждении колебаний изгиба и других поперечных к оси симметрии колебательных мод. Некоторый дополнительный вклад в величину собственного спина продуктов реакции может вносить также кулоновское возбуждение при разлете деформированных продуктов. Еще одна возможность /менее вероятная/ объяснения расхождения, показанного на рис. 2, состоит в предположении о достаточно необычной форме системы перед разрывом /например, система

с очень длинной шейкой/. Таким образом, для одновременного понимания сравнительно низких значений ТКЕ и соответствующих им величин M_γ , по-видимому, необходимыми являются предположения о возбуждении в системе колебательных мод и немалой величине спина продуктов (для сильнодеформированной двойной ядерной системы), приобретаемой в результате разрыва.

Рассмотрим теперь зависимость множественности M_γ от атомного номера легкого продукта, т.е. от параметра асимметрии продуктов реакции. Одна из таких зависимостей, полученная для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{107,109}\text{Ag} /E=175 \text{ МэВ}/$ в работе ^{/2/}, приведена на рис. 3. Ее можно сравнить с расчетом по формуле /1/ для слипания, подобно тому, как это сделано в оригинальной работе ^{/2/} при значениях углового момента на входе 50 и 70ħ. Кроме того, на рис. 3 приведен расчет /в предположении ^{/2/} $M_\gamma = \frac{\Delta L}{2}$ / также по формуле /2/ для качения, эта зависимость достаточно резко отличается от полученной для слипания: в частности, противоположным ходом зависимости M_γ от a . Рассмотрение экспериментальных точек на рис. 3 показывает возможное существование минимума в зависимости $M_\gamma(Z)$, который может объясняться вкладом качения и вращения системы как целого. Отсюда в принципе возможно найти вклад углового момента качения в полный угловой момент, возможно, этот вклад окажется зависящим от Z , что затруднит его определение. Тем не менее результаты, приведенные на рис. 3, можно рассматривать как указание на заметный вклад такой моды движения, как качение. Еще одно указание на существенный вклад качения можно найти при рассмотрении результата работы ^{/9/}, в которой экспериментально обнаружена высокая степень поляризации спина ядра ^{12}B , образующегося в реакции $^{100}\text{Mo} /^{14}\text{N}, ^{12}\text{B} /$. Если в процессе взаимодействия система вращается как целое, то на долю продукта с массовым числом 12 в выходном канале придется только менее 1ħ углового момента системы. Эта величина меньше, чем величина собственного спина продукта в основном состоянии 1ħ. Нехватка спина, с одной стороны, может повлиять на сечение образования продукта, имеющего ненулевой собственный спин, т.е. уменьшить вероятность его образования. С другой стороны, в тех случаях, когда данный легкий продукт образуется, величина его спина обусловлена не угловым моментом макроскопиче-

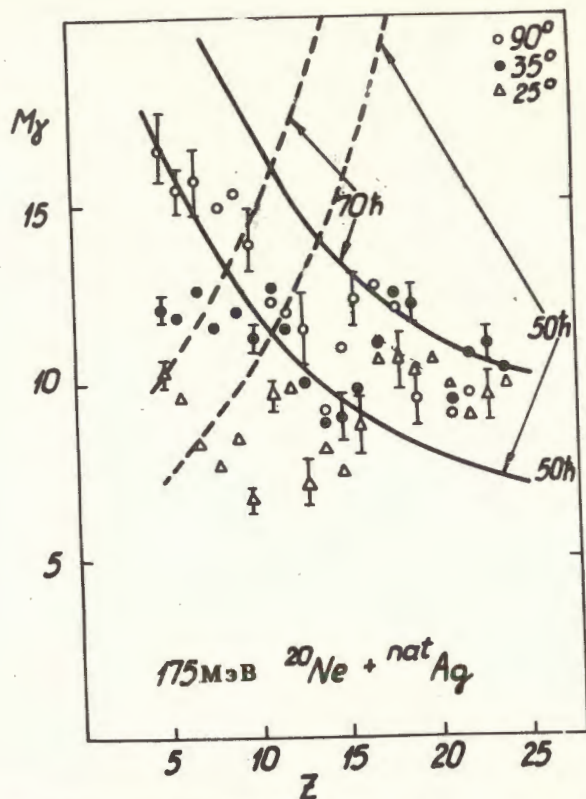


Рис.3. Экспериментальные зависимости множественности γ -лучей от атомного номера легкого продукта из работы /2/ в сравнении с расчетом по формулам /1/ и /2/ в предположении слияния (—) или качения (---) для вращательного движения двойной ядерной системы с полным угловым моментом $50\hbar$ и $70\hbar$ при отсутствии деформации.

ского вращения, а складывается из собственного спина бомбардирующей частицы, спина переданных нуклонов и спина, накопленного при γ -распаде возбужденного состояния продукта. Эти составляющие спина не имеют однозначной корреляции с плоскостью реакции, поэтому в эксперименте /2/ можно было ожидать, что поляризация легкого продукта будет малой. Результат измерений /2/ можно понимать, как указание на заметный вклад такой формы движения, как качение. Действительно, если пол-

ный угловой момент системы, равный $\approx 35\hbar$, реализован целиком в форме качения, то собственный угловой момент легкого продукта ^{12}B в выходном канале будет равен $\approx 5\hbar$, т.е. много больше, чем в случае слияния. Полученная для случая качения величина спина уже достаточна, чтобы считать собственный угловой момент ядра ^{12}B почерпнутым главным образом из углового момента макроскопического вращения и, следовательно, объяснить наблюдаемую /9/ высокую степень поляризации ядер ^{12}B в реакции $^{100}\text{Mo} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$.

Таким образом, анализ экспериментальных результатов изучения множественности γ -лучей в глубоконеупругих реакциях позволяет получить данные о парциальных угловых моментах таких форм движения двойной ядерной системы, как скольжение и вращение системы как целого. Экспериментальные данные указывают также на возможный вклад в полный угловой момент системы парциального момента качения. Одновременное понимание сравнительно малых значений ТКЕ и соответствующих им величин M_γ в низкоэнергичной части спектра продуктов требует введения предположений о значительной величине спина продуктов, приобретаемой в момент разрыва системы вследствие колебательных мод, возбужденных в системе при ее большой вытянутости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков В.В. ЭЧАЯ, 1975, 6, с. 1040.
2. Perrin N., Péter J. Proc. of XV Winter School on Nucl. Phys., Zakopane, 1977, p.107.
3. Таранкин Н.И. ЯФ, 1978, 27, с. 108.
4. Волков В.В. Изв. АН СССР /сер. физ./, 1978, 42, с. 2234.
5. Olmi A., et al. Phys. Rev.Lett., 1978, 41, p.688.
6. Gross D.H.E., Kalinowski H. Phys. Lett., 1974, 48B, p.302.
7. Regimbart R., et al. Phys. Rev.Lett., 1978, 41, p.1355.
8. Бочев Б. и др. ЯФ, 1976, 23, с. 520.
9. Sugimoto K., et al. Phys. Rev.Lett., 1977, 39, p.323.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 апреля 1979 года.