

ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ НА ПОРОГЕ КONTИНУУМА: НОВАЯ МЯГКАЯ МОДА В ЯДРАХ

С.А.Фаянс

*Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова
123182, Москва*

Поступила в редакцию 11 марта 1991 г.

С помощью простых аргументов показано, что в ядрах, имеющих изолированную нуклонную оболочку $nlj\tau$ с малой энергией связи, должны существовать очень сильные переходы симметрии $0^+, 2^+, \dots$ с этой оболочки в состояния $elj\tau$ вблизи порога континуума. Это предсказание подтверждается самосогласованными расчетами силовых функций для ядра ^{11}Li .

В последние годы заметно возрос интерес к исследованию свойств ядер, удаленных от полосы стабильности. Особое внимание уделяется ядрам на границе ядерной карты, обладающим рядом экзотических свойств. В частности, в сравнительно легких ядрах вблизи "drip-line" обнаружены аномально протяженные распределения ядерной материи, свидетельствующие о наличии в них нейтронной "шубы" ¹, а эксперименты ² показали удивительно большие вероятности их диссоциации с вылетом нейтронов. В связи с последним обстоятельством широко дискутируется возможность существования в таких ядрах мягкой дипольной моды, которая могла бы существенно усилить вклад электромагнитного (кулоновского) механизма в полное сечение диссоциации ³.

В данной статье обращается внимание на то обстоятельство, что в ядрах вблизи "drip-line" с выделенной слабо связанной нуклонной оболочкой должны существовать очень сильные низкоэнергетические переходы $nlj\tau \rightarrow elj\tau$ с этой оболочки в сплошной спектр ($nlj\tau$ - стандартный набор одночастичных квантовых чисел: главное квантовое число n , орбитальный, l , и полный, j , моменты, изоспин τ ; ϵ - энергия в сплошном спектре). Проще всего это можно показать на примере монополярных возбуждений в поле $V_0 = r^2 Y_{00}$, воспользовавшись известным правилом сумм для приведенных вероятностей $B(E0; \omega)$:

$$\int \frac{dB(E0; \omega)}{d\omega} \omega d\omega = \frac{\hbar^2}{2m\pi} (\langle r^2 \rangle_n N + \langle r^2 \rangle_\rho Z), \quad (1)$$

где $\langle r^2 \rangle_{n(\rho)}$ - средний квадрат радиуса распределения нейтронов (протонов). Ввиду аддитивности плотности можно выделить в (1) вклад наименее связанной, допустим, нейтронной оболочки, которую принято называть валентной, а все остальное назовем вкладом от кора:

$$\int \frac{dB(E0; \omega)}{d\omega} \omega d\omega = \frac{\hbar^2}{2m\pi} (\langle r^2 \rangle_n^{\text{core}} N_{\text{core}} + \langle r^2 \rangle_\rho^{\text{core}} Z_{\text{core}} + \langle r^2 \rangle_n^{\text{val}} N_{\text{val}}), \quad (2)$$

где N_{val} - число нейтронов на валентной оболочке, а

$$\langle r^2 \rangle_n^{\text{val}} = \int R_{nlj(\tau=n)}^2(r) r^4 dr. \quad (3)$$

Здесь $R_{nlj(\tau=n)}(r)$ - радиальная волновая функция валентных нейтронов. При $\epsilon_{nlj\tau} \rightarrow 0$, т.е. когда энергия валентного уровня стремится к нулю,

$\langle r^2 \rangle_n^{val} \rightarrow \infty$ и основной вклад в монополярное правило сумм будет давать валентная оболочка. Это означает, что практически вся сила 0^+ -переходов в этом пределе определяется возбуждением нуклонов с этой оболочки, и главный вопрос состоит в том, как распределяется эта сила. Нетрудно видеть, что фактически она будет сосредоточена при очень малых энергиях. Действительно, вероятность монополярного перехода $nlj\tau \rightarrow \epsilon lj\tau$ в сплошной спектр в чистой оболочечной модели дается выражением

$$\frac{dB(E0; \omega)}{d\omega} = \frac{N_{val}}{4\pi} \left(\int R_{nlj\tau}(r) R_{\epsilon lj\tau}(r) r^4 dr \right)^2, \quad (4)$$

где $R_{\epsilon lj\tau}(r)$ - радиальная волновая функция нейтронов в сплошном спектре, нормированная на $\delta(\epsilon - \epsilon')$, $\epsilon = \epsilon_{nlj\tau} + \omega$, ω - энергия перехода. При $\omega \rightarrow 0$ матричный элемент, входящий в (4), формально сводится к диагональному матричному элементу (3), который, как отмечено выше, при приближении валентного уровня к началу сплошного спектра обращается в бесконечность. Таким образом, вся сила 0^+ -переходов нуклонов с валентной оболочки при $\epsilon_{nlj\tau} \rightarrow 0$ концентрируется при малых ω . При конечных значениях $\epsilon_{nlj\tau}$, как следует из соображений размерности, положение и ширина соответствующего пика должны быть масштаба $|\epsilon_{nlj\tau}|$. Учет "остаточного" взаимодействия вряд ли может существенно изменить эти выводы.

Аналогичное рассмотрение для мультипольных возбуждений в полях $V_L = r^L Y_{LM}$ показывает, что в ядрах со слабо связанной оболочкой должны существовать сильные низкоэнергетические переходы со всеми четными L от 0 до $L_{max} = 2j - 1$. Что касается переходов с нечетными L , для которых валентный уровень также дает существенный вклад в соответствующее правило сумм (кроме переходов с $L = 1$, которые, как предположено в ряде работ ^{3,4}, формируют "мягкую дипольную моду"), то и они могут быть усилены при малых ω , однако нет оснований ожидать, что произойдет их столь же резкая концентрация, как в случае четных L . Отметим также, что мультипольные переходы от нуклонов кора должны распределяться по широкому интервалу ω , как в обычных стабильных ядрах.

На рисунке показаны силовые функции ядра ^{11}Li для монополярных, дипольных, квадрупольных и октупольных переходов, рассчитанные в самосогласованной теории конечных ферми-систем как с учетом, так и без учета NN -взаимодействия. Потенциал среднего поля и нуклонные распределения вычислялись в методе энергетического функционала плотности ⁵. Средне-квадратичный радиус распределения материи в ^{11}Li получился равным 3,01 фм, а энергия связи нейтронной валентной оболочки $0\rho_{1/2} = 0,884$ МэВ, что находится в разумном согласии с экспериментом. Средний квадрат радиуса волновой функции валентных нейтронов при этом равен 19,35 фм², так что вклад этих двух нейтронов в монополярное правило сумм (1) составляет $\approx 40\%$.

Как видно из рисунка, при малых энергиях в силовой функции 0^+ -переходов имеется резко выраженный пик с максимумом при 1,5 МэВ и шириной ≈ 1 МэВ, вбирающий в себя $\approx 30\%$ правила сумм (на интервале от 1 до 4,7 МэВ; 40% набирается на интервале до ≈ 7 МэВ). Отклик валентных нейтронов на квадрупольное поле $r^2 Y_{2M}$ дает тот же вклад $\approx 40\%$ в правило сумм, что и в монополярном случае, однако пик мягких 2^+ -переходов с максимумом при энергии $\approx 1,6$ МэВ оказывается более размытым: его ширина $\approx 2,1$ МэВ, на интервале до 5 МэВ набирается только $\approx 17\%$, а 40% правила сумм - до ≈ 11 МэВ. Такое различие связано с тем, что в квадрупольном случае отсутствуют диагональные по lj переходы с валентной оболочки.

На рисунке справа показаны распределения силы 1^- - и 3^- -переходов для

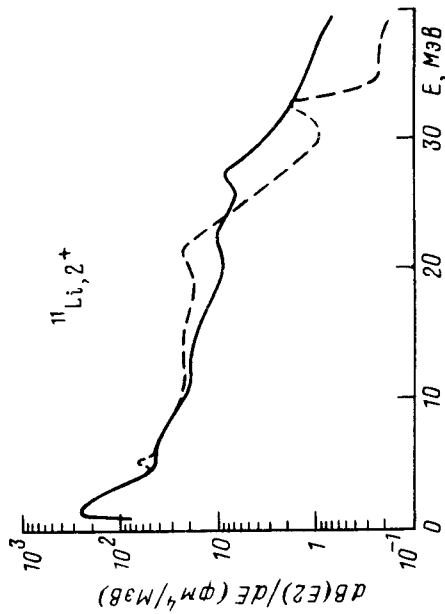
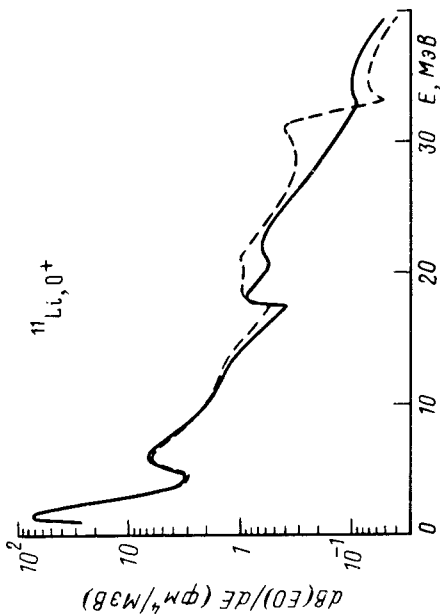
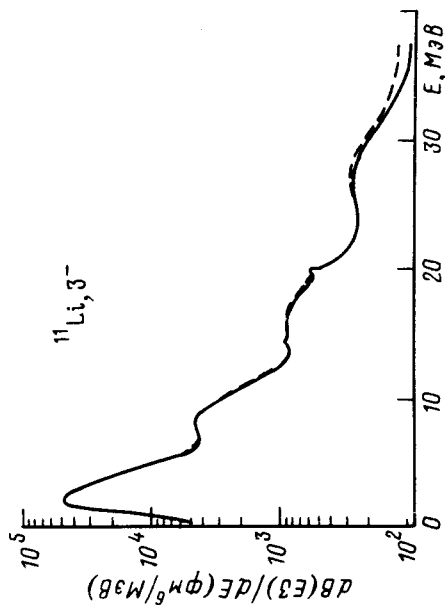
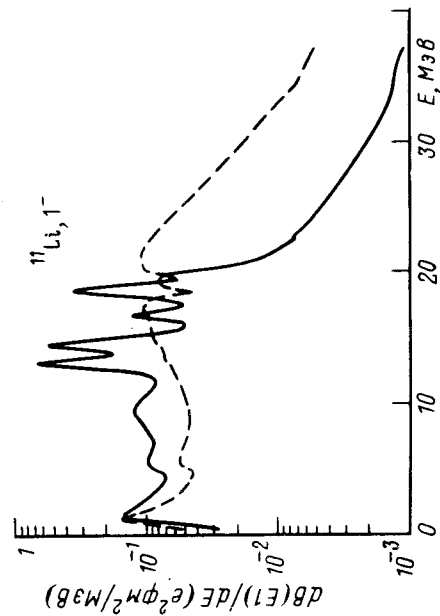


Рис. 1. Распределения силы изоскалярных монопольных (0^+), квадрупольных (2^+), октупольных (3^-) и изовекторных дипольных (1^-) переходов в ядре 11Li . Сплошные кривые - расчет без учета NN -взаимодействия, штриховые - с его учетом

внешних полей $(V_0^n, V_0^p) = (-ZerY_{1M}/A, NerY_{1M}/A)$ и r^3Y_{3M} , соответственно. Два валентных нейтрона дают 71% в энергетически взвешенное правило сумм для октупольных переходов и лишь $\frac{ZN_{val}}{AN} \simeq 7\%$ - в модельно-независимое дипольное правило сумм

$$\int \frac{dB(E1; \omega)}{d\omega} \omega d\omega = \frac{9 \hbar^2 e^2 NZ}{4\pi 2m A}, \quad (5)$$

которое не зависит ни от распределения плотности, ни от энергии валентной оболочки. Этим и объясняется качественное различие в поведении силовых функций 1^- - и 3^- -переходов. Пик мягких переходов октупольной симметрии с максимумом при энергии $\simeq 2,1$ МэВ имеет ширину $\simeq 2,5$ МэВ, до первого минимума при $\simeq 7$ МэВ набирается $\simeq 52\%$ правила сумм, а 71% - на интервале до 11,7 МэВ. Без учета NN -взаимодействия, которое в дипольном случае играет более важную роль, пик мягких 1^- -переходов имеет максимум при $\simeq 1,3$ МэВ и ширину $\Gamma \simeq 2,9$ МэВ, до первого минимума при энергии $\simeq 4,25$ МэВ набирается только 2,6% правила сумм (5), а 7% "валентного вклада" - на интервале до $\simeq 7$ МэВ. При включении взаимодействия этот пик слегка сдвигается к меньшим энергиям (максимум при $\simeq 1$ МэВ) и становится острее ($\Gamma \simeq 1,5$ МэВ); до первого минимума при $\simeq 4,5$ МэВ набирается $\simeq 2,1\%$ правила сумм (5), а 7% - на интервале до 9 МэВ. Расчеты для 1^- и 3^- -переходов выполнены с введением затухания квазичастиц $\gamma = 125$ кэВ с целью визуального представления вклада переходов между протонными дискретными 1-частичными состояниями, что отражается, в частности, в появлении частотола пиков в интервале от 12 до 20 МэВ на невозмущенной дипольной силовой функции (метод таких расчетов разработан в ⁶). Поэтому реальные эскаре-ширины пиков мягких 1^- - и 3^- -переходов на 0,5 МэВ меньше указанных значений. Распределения силы дипольных переходов, вычисленные в ⁴, заметно отличаются от полученных в наших расчетах, что объясняется, по-видимому, разным выбором как эффективного NN -взаимодействия, так и размерности координатной сетки (для получения корректных численных результатов нужно учитывать далекий "хвост" волновой функции валентных нейтронов вплоть до $R_{max} \simeq 25$ фм).

Проведенное рассмотрение основано на картине элементарных частично-дырочных возбуждений. В легких ядрах важны эффекты кластеризации. Для ядра ^{11}Li "2-частичный" континуум начинается раньше, чем "1-частичный", так как энергия отрыва двух нейтронов составляет всего лишь $\simeq 200$ кэВ. В модели, представляющей это ядро в виде системы "динейтрон + остов ^9Li " (ни одна из пар из трех частиц - двух нейтронов и ^9Li - не образуют связанного состояния, и факт существования ^{11}Li с большим нейтронным гало может быть объяснен эффектом Ефимова ⁷, а также предсказанием А.Б.Мигдала ⁸), должна также возникать интенсивная (во всяком случае, монополярная) мягкая мода.

Аналогичные пики мягких переходов положительной четности должны существовать и в других нейтронно-избыточных ядрах вблизи "drip-line" (^6He , ^8He , ^{11}Be). Поскольку они вбирают в себя значительную долю правила сумм, то их можно назвать гигантскими резонансами на пороге континуума - новой мягкой модой. Наблюдать их можно в любых мыслимых ядерных реакциях неупругого рассеяния (в обратной кинематике), ибо они одинаково интенсивно возбуждаются как в изовекторных, так и в изоскалярных внешних полях. В частности, при рассеянии вперед на малые углы велика вероятность возбуждения монополярной мягкой моды, и это обстоятельство важно учитывать при выделении из полного сечения диссоциации вклада электромагнитного

(кулоновского) механизма.

Считаю своим долгом поблагодарить Данилина Б., Жукова М. и Оглоблина А. за полезные обсуждения.

Я хотел бы посвятить эту работу светлой памяти двух замечательных людей, недавно ушедших от нас: моего учителя А.Б.Мигдала, моего друга и соавтора Н.И.Пятова.

Литература

1. Tanihata I. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 2676; Tanihata I. et al. Phys. Lett. B, 1985, 160, 380.
 2. Kobayashi T. et al. Phys. Lett. B, 1989, 232, 51; Tanihata I. Nucl. Phys. A, 1988, 488, 113c.
 3. Hansen P.G., Jonson B. Europhys. Lett., 1987, 4, 409.
 4. Bertsch G., Foxwell J. Phys. Rev. C, 1990, 41, 1300; 42, 1159.
 5. Смирнов А.В., Толоконников С.В., Фаянс С.А. ЯФ, 1988, 48, 1661.
 6. Борзов И.Н., Фаянс С.А. Препринт ФЭИ-1129. Обнинск, 1981.
 7. Ефимов В.Н. ЯФ, 1970, 12, 1080.
 8. Мигдал А.Б. ЯФ, 1972, 16, 427.
-