SU8103910

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P4-80-695

Ф.А.Гареев, С.Н.Ершов, С.А.Фаянс

ПРОСТОЕ ОПИСАНИЕ ЯДЕРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СПЛОШНОМ СПЕКТРЕ

Направлено в ЯФ

1980

Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Фаянс С.А. P4-80-695

Простое описание ядерных возбуждений
в сплошном спектре

На основе простого микроскопического подхода исследуются свойства ядерных возбуждений в сплошном спектре. Выполнены самосогласованные расчеты параметров динамической деформации в зависимости от энергии возбуждения /включая область гигантских резонансов/, сформулированы правила сумм для этих параметров и проведено сравнение дифференциальных и интегральных характеристик возбуждений различной мультипольности L для плавных внешних полей $(\sim r^L)$ и для полей, резко меняющихся в пространстве $(\sim \frac{\partial u}{\partial r})$. В расчетах точно учтен вклад одночастичного континуума.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Gareev F.A., Ershov S.N., Fayans S.A. P4-80-695

Simple Description of Nuclear Excitations
in Continuous Spectrum

On the basis of a simple microscopic approach the properties of nuclear excitations in continuous spectrum are investigated. Self-consistent calculations of dynamical deformation parameters as a function of excitation energy (including the giant resonance region) are performed, sum rules for these parameters are formulated, the differential and integral characteristics of excitations of different multipolities L for smooth external fields $(\sim r^L)$ and for fields changing sharply in space $(\sim \frac{\partial u}{\partial r})$ are compared. The contribution of a single-particle continuum is taken into account exactly.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1980

I. Введение

В последнее время интенсивно изучаются свойства возбужденных состояний ядер, лежащих выше порога вылета нуклонов. Экспериментальные данные по фотоядерным реакциям, по неупругому рассеянию адронов и электронов ясно указывают на то, что в этих реакциях наряду с дипольными резонансами возбуждаются новые гигантские мультипольные резонансы. Эти резонансы лежат в сплошном спектре и обычно характеризуются положением максимума, вкладом в правило сумм и шириной. Почти все современные варианты (см., например, работы /1-5/ и ссылки в них) спектроскопической теории гигантских резонансов (ГР) достаточно удовлетворительно описывают положение максимума ГР. Что касается вклада в правило сумм, то обычно рассматривается отклик ядра на внешнее длинноволновое электромагнитное поле и вычисляются соответствующие радиационные правила сумм. Однако нужно иметь в виду, что в различных реакциях на ядро воздействуют разные внешние поля, определяемые тем, какие частицы используются для изучения свойств ГР. Например, в реакциях (e,e') в качестве внешнего поля выступает электромагнитное поле, а в реакциях с участием адронов - ядерное поле. Матричные элементы этих полей ведут себя по-разному с ростом энергии возбуждения ω и поэтому естественно ожидать, что для этих полей правило сумм будет набираться на различных интервалах ω. В частности, вклад области ГР в правило сумм может зависеть от типа изучаемой реакции. Далее, до сих пор отсутствуют последовательные микроскопические вычисления ширин ГР, которые описывали бы огибающую резонанса без введения подгоночных параметров, связанных с затуханием колебаний. Вычисление полной ширины тесно связано с задачей описания тонкой структуры резонанса, обусловленной в основном связью частично-дырочных конфигураций с более сложными, что приводит к появлению *spread* - ширины, а кроме того, необходимо, как первый шаг, научиться рассчитывать ту часть ширины резонансов, которая обусловлена возможностью вылета нуклонов в открытые одночастичные каналы (*escape* - ширины), так как только *escape* - ширины ответственны за возникновение огибающей резонанса.

Настоящая работа посвящена изучению свойств ядерных возбуждений в сплошном спектре в рамках простого микроскопического подхода, сформулированного в работах /6,7/. Этот подход основан на идеях коллективной модели Бора-Моттельсона, позволяющей эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие связать с характеристиками среднего поля ядра U. Возникающее при этом условие согласования дает возможность вычислять константу и формфакторы эффективных сил и, помимо знания среднего поля, при этом не требуется вводить никаких дополнительных параметров. Поскольку формфакторы таких сил локализованы на поверхности ядра и имеют резкую координатную зависимость, их матричные элементы медленно убывают при удалении от поверхности Ферми. В связи с этим для корректного описания ядерных возбуждений необходимо позаботиться о полноте базиса. Анализ возникающих при этом эффектов был проведен в работе /8/ на примере дипольных возбуждений в рамках указанного подхода. Как и в работе /8/, здесь мы также используем условие самосогласования в координатном представлении /9/, что позволяет точно учесть одночастичный континуум без обрезания базиса в частично-дырочном конфигурационном пространстве. Это особенно важно для возбуждений ГР с большими мультипольностями L. Полнота базиса позволяет систематически анализировать энергетически взвешенные правила сумм для разных внешних полей и просто вычислять *escape*-ширины. При этом устраняются многие трудности, отмеченные в работах Игнатюка с сотрудниками /10/, в которых подход /6,7/ интенсивно используется для описания реакций неупругого рассеяния нуклонов.

Основная цель, которую мы здесь преследуем – провести простые самосогласованные расчеты параметров динамической деформации β_L в зависимости от энергии возбуждений ГР, сформулировать правило сумм для этих параметров и сравнить дифференциальные и интегральные характеристики возбуждений ядра для плавных внешних полей $(\sim r^L)$ и для полей, резко меняющихся в пространстве $(\sim \frac{\partial U}{\partial r})$.

В разделе 2 сформулирована простая модель реакций неупругого рассеяния нуклонов на ядрах, основанная на предположении о доминирующей роли поверхностных возбуждений. В разделе 3 приводятся основные расчетные формулы и энергетически взвешенные правила сумм для параметров динамической деформации и электромагнитных полей. В разделе 4 обсуждаются численные результаты, и в разделе 5 сформулированы основные выводы работы.

2. Простое описание прямых реакций неупругого рассеяния нуклонов на ядрах

Хорошо известно, что процесс возбуждения ядра нуклоном можно описать с помощью поляризационного оператора нуклона N в ядерной среде: квадрат матричного элемента M этого процесса связан с мнимой частью поляризационного оператора P соотношением

$$|M|^2 = -\frac{1}{\pi} Im P$$

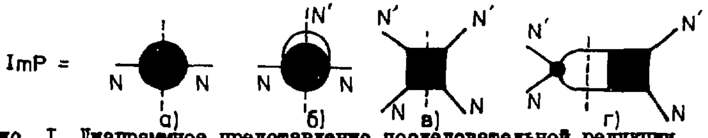


Рис. I. Диаграммное представление последовательной редукции мнимой части поляризационного оператора нуклона в ядерной среде (см. текст).

Общее графическое представление для $Im\,P$ дано на рис. Iа, где зачерненный кружок включает в себя всевозможные процессы взаимодействия между $A+1$ нуклонами, а вертикальный пунктир означает, что промежуточные состояния берутся на массовой поверхности. Если рассматривается реакция неупругого рассеяния $(N,N')((p,p')$ и $(n,n'))$, то в промежуточном состоянии выделяется наблюдаемый нуклон N' (рис. Б), и задача сводится к вычислению мнимой части полной амплитуды Γ взаимодействия двух нуклонов в среде (рис. Iв). Если речь идет о прямом возбуждении состояний типа частица-дырка, то этот процесс можно описать с помощью диаграммы рис. Iг, на которой жирная точка означает неприводимую в канале частица-дырка амплитуду взаимодействия нуклонов, а зачерненный квадрат - полную амплитуду Γ, уравнение для которой в графической форме показано на рис. 2.

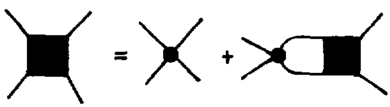


Рис. 2. Графическое уравнение для амплитуды Γ взаимодействия нуклонов

Уравнения такого типа поддаются стандартной процедуре перенормировки, сформулированной Ландау в теории ферми-жидкости и примененной для случая конечных ядер Мигдалом /II/. В результате этой процедуры возникает уравнение (используем символические обозначения, принятые в книге /II/

$$\Gamma = \mathcal{F} + \mathcal{F} A \Gamma, \qquad (I)$$

где A - частично-дырочный пропагатор в ядре, представляющий собой интеграл по энергетической переменной от произведения двух квазичастичных функций Грина. Запись уравнения для амплитуды Γ в форме (I) предполагает, что рассматриваемые возбуждения лежат вблизи поверхности Ферми и эффективное взаимодействие $\mathcal{F}$ явно не зависит от энергии /I2-I4/. В силу условий самосогласования потенциал среднего поля U, в котором строятся квазичастичные гриновские функции, также оказывается незапаздывающим, и если, кроме того, пренебречь скоростными гармониками, то потенциал U оказывается локальным. В этом случае условие самосогласования принимает вид /I2/

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \int \mathcal{F}(\xi, r') \frac{\partial \rho}{\partial r'} d\tau', \tag{2}$$

где ρ - плотность квазичастиц (для упрощения записи мы пока не выписываем изотопические индексы, окончательные соотношения в полной форме будут даны в следующем разделе).

Далее мы предположим, что основную роль в неупругом рассеянии нуклонов на ядрах при небольших энергиях возбуждения играет поверхностная ветвь возбуждений частично-дырочного типа, амплитуды рождения которых пропорциональны $\frac{\partial U}{\partial r}$. Какие аргументы можно привести в пользу такой точки зрения? Самосогласованные расчеты свойств низколежащих коллективных состояний нормальной четности /2,13,15/ показывают, что квантовые поправки к классической части формфактора возбуждения $\left(\sim \frac{\partial U}{\partial r}\right)$ малы. Что касается возбуждений в области гигантских резонансов, то их формфакторы пока исследованы гораздо хуже. Однако, по своей природе эти резонансы имеют многие черты классических возбуждений, в которых нуклоны когерентно колеблются в фазе (изоскалярные моды) или в противофазе (изовекторные моды). Если эффекты сжимаемости малы, то тогда таким возбуждениям также отвечают поверхностные формфакторы (пропорциональные $\frac{\partial U}{\partial r}$). Не исключено, что первый "дыхательный" 0^+ резонанс тоже имеет поверхностный характер, если относить его к ветви капонов /13,16/. Мы надеемся посвятить этим вопросам последующие публикации, а здесь предположим, что поверхностная ветвь возбуждений простирается до энергий, включающих область ГР. Отметим, что экспериментальные данные по реакциям (p,p') и (n,n') обычно обрабатываются в приближении $DWBA$ в рамках коллективной модели, в которой формфактор возбуждения записывается в виде:

$$g_l(r) = \frac{R}{\sqrt{2l+1}} \beta_l \frac{\partial U}{\partial r} Y_{lm}, \tag{3}$$

где β_l - параметр динамической деформации, R - радиус ядра. Принятая здесь точка зрения по существу отвечает этой простой модели.

Предположение о поверхностном характере формфактора коллективного возбуждения приводит к сепарабельному виду амплитуд $\mathcal{F}$ и Γ

$$\mathcal{F}(\xi, r') = \frac{\partial U}{\partial r} \frac{\partial U}{\partial r'} \sum_{lm} \varkappa_l Y_{lm}(\hat{r}) Y^*_{lm}(\hat{r}') \tag{4a}$$

$$\Gamma(\xi, r'; \omega) = \frac{\partial U}{\partial r} \frac{\partial U}{\partial r'} \sum_{lm} c_l(\omega) Y_{lm}(\hat{r}) Y^*_{lm}(\hat{r}'). \tag{4б}$$

Силовая константа $\varkappa_1$ при $l=1$ однозначно определяется условием согласования (2):

$$\varkappa_1 = \left[\int \frac{\partial \rho}{\partial r}\frac{\partial U}{\partial r} r^2 dr\right]^{-1}. \tag{5}$$

Заметим, что выбор взаимодействия в виде (4а) с константой $\varkappa_1$, определяемой из условия (5), соответствует трансляционно-инвариантной модели 1^- возбуждений, разработанной Пятовым /17/. Поскольку для возбуждений с $L > 1$ мы приняли коллективную модель поверхностных колебаний /6,7/, то для определения констант $\varkappa_L$ получается в точности соотношение (5), поэтому в дальнейшем считаем $\varkappa_L = \varkappa_1 = \varkappa$. После отделения угловых переменных из уравнения (I) имеем

$$C_L(\omega) = \varkappa \Big/ \left[1 - \varkappa\left(\frac{\partial U}{\partial r} A_L(\omega) \frac{\partial U}{\partial r}\right)\right], \tag{6}$$

где введено обозначение

$$\left(\frac{\partial U}{\partial r} A_L(\omega) \frac{\partial U}{\partial r}\right) \equiv \iint \frac{\partial U}{\partial r} A_L(r, r'; \omega) \frac{\partial U}{\partial r'} r^2 dr\, r'^2 dr'.$$

Поскольку квадрат матричного элемента, который определяет реакцию (N, N'), равен мнимой части амплитуды Γ, то из (3) и (4б) получаем

$$\beta_L^2(\omega) = -\frac{2L+1}{\pi R^2} \operatorname{Im} C_L(\omega). \tag{7}$$

Параметр динамической деформации $\beta_L^2(\omega)$ для состояний континуума, определяемый соотношением (7), является размерной величиной и определяет деформацию системы при возбуждении в единичный интервал энергии.

В используемом подходе получается простое выражение для дифференциального сечения неупругого рассеяния нуклонов на четно-четном ядре в борновском приближении искаженных волн:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, d\omega} = \left(\frac{M_\alpha}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{K_\beta}{K_\alpha} \beta_L^2(\omega) R^2 \sum_M \left|B_{\alpha j}^{LM}\right|^2 \tag{8}$$

$$(2L+1)^{\frac{1}{2}} i^L B_{sj}^{LM} = \int d\bar{r}\, \chi_\beta^{(-)*}(\bar{k}_\beta, \bar{r}) Y_{LM}^*(\hat{r}) \frac{\partial U}{\partial r} \chi_\alpha^{(+)}(\bar{k}_\alpha, \bar{r}). \tag{9}$$

Здесь использованы общепринятые обозначения (см., например /18/. Из (9) видно, что структурная часть задачи, а именно задача вычисления $\beta_L^2(\omega)$ отделяется от кинематической части.

3. Основные соотношения. Правила сумм.

В изотопическом пространстве эффективное взаимодействие (4а) является матрицей, компоненты которой в используемом подходе выбираются в виде[x)]

$$\mathcal{F}^{nn}(z,z') = \mathcal{F}^{pp}(z,z') = \varkappa_{nn} \frac{\partial U_0}{\partial z} \frac{\partial U_0}{\partial z'}$$

$$\mathcal{F}^{np}(z,z') = \mathcal{F}^{pn}(z,z') = \varkappa_{np} \frac{\partial U_0}{\partial z} \frac{\partial U_0}{\partial z'}, \qquad (10)$$

а две силовые константы $\varkappa_{nn}$ и $\varkappa_{np}$ определяются из условия согласования (2):

$$\varkappa_{nn}(\varkappa_{np}) = \frac{1}{\lambda_n^0 + \lambda_p^0} \mp \eta \frac{N-Z}{A} \frac{1}{\lambda_n^0 - \lambda_p^0}, \qquad (11)$$

где $\lambda_i^0 = \left(\frac{\partial U_0}{\partial z} \frac{\partial g^i}{\partial z}\right)$. (Предположено, что изовекторный потенциал U_1 среднего поля пропорционален изоскалярному U_0 : $U_1(z) = -\eta \frac{N-Z}{A} U_0(z)$).
В соответствии с этим полная амплитуда взаимодействия нуклонов (4б) имеет компоненты

$$\Gamma_l^{nn}(z,z';\omega) = C_l^{nn}(\omega) \frac{\partial U_0}{\partial z} \frac{\partial U_0}{\partial z'}$$

$$\Gamma_l^{pp}(z,z';\omega) = C_l^{pp}(\omega) \frac{\partial U_0}{\partial z} \frac{\partial U_0}{\partial z'} \qquad (12)$$

$$\Gamma_l^{np}(z,z';\omega) = \Gamma_l^{pn}(z,z';\omega) = C_l^{np}(\omega) \frac{\partial U_0}{\partial z} \frac{\partial U_0}{\partial z'}.$$

Из уравнения (I) получаем:

$$\begin{cases} (1 - \varkappa_{nn}\lambda_p^l)C_l^{pp} - (\varkappa_{np}\lambda_n^l)C_l^{np} = \varkappa_{nn} \\ (-\varkappa_{np}\lambda_p^l)C_l^{pp} + (1 - \varkappa_{nn}\lambda_n^l)C_l^{np} = \varkappa_{np} \end{cases} \qquad (13)$$

$$\begin{cases} (1 - \varkappa_{nn}\lambda_n^l)C_l^{nn} - (\varkappa_{np}\lambda_p^l)C_l^{np} = \varkappa_{nn} \\ (-\varkappa_{np}\lambda_n^l)C_l^{nn} + (1 - \varkappa_{nn}\lambda_p^l)C_l^{np} = \varkappa_{np}, \end{cases} \qquad (14)$$

где $\lambda_i^l = \left(\frac{\partial U_0}{\partial z} A_l^i(\omega) \frac{\partial U_0}{\partial z}\right)$. В системе уравнений (13) и (14) неизвестными коэффициентами являются $C_l^{ik}(\omega)$, которые легко находятся:

$$C_l^{pp} = \frac{1}{\Delta_l}\left\{\varkappa_{nn} + (\varkappa_{np}^2 - \varkappa_{nn}^2)\lambda_n^l\right\}$$

$$C_l^{nn} = \frac{1}{\Delta_l}\left\{\varkappa_{nn} + (\varkappa_{np}^2 - \varkappa_{nn}^2)\lambda_p^l\right\} \qquad (15)$$

$$C_l^{np} = C_l^{pn} = \frac{\varkappa_{np}}{\Delta_l}.$$

[x)] Для простоты в $\mathcal{F}_{pp}$ не включается кулоновское взаимодействие; его учет вносит непринципиальные усложнения и приводит лишь к небольшому сдвигу резонансов (~100÷200 кэВ) и несущественному перераспределению вероятности их возбуждения.

Здесь $\Delta_\ell = 1 - \varkappa_{nn}(\lambda_n^\ell + \lambda_p^\ell) - (\varkappa_{np}^2 - \varkappa_{nn}^2)\lambda_n^\ell \lambda_p^\ell$ детерминант систем (I3) и (I4).

Знание полной амплитуды Г позволяет находить вероятность переходов в системе под действием произвольного внешнего поля /II/:

$$|M|^2 = -\frac{1}{\pi} Im(V_0/A + A\Gamma A/V_0) \tag{I6}$$

Если ввести эффективное поле $V = V_0 + \Gamma A V_0$, то соотношение (I6) можно переписать в другой форме /II/

$$|M|^2 = -\frac{1}{\pi} Im(V_0 A V). \tag{I6a}$$

Соотношение (I6a) позволяет получить полезное для дальнейшего выражение для параметра динамической деформации (7) через мнимую часть поляризационного оператора по отношению к внешним полям V_α^n и V_α^p:

$$\beta_\ell^2(\omega) = -\frac{2\ell+1}{\pi R^2} Im\{(V_\alpha^n A_\ell^n V_\ell^n) + (V_\alpha^p A_\ell^p V_\ell^p)\}, \tag{I7}$$

где в качестве внешнего поля мы должны использовать

$$V_\alpha^n = \varkappa_{nn}\frac{dU_0}{dr},\ V_\alpha^p = \varkappa_{np}\frac{dU_0}{dr} \quad \text{для реакции} \quad (n,n'), \tag{I8a}$$

$$V_\alpha^n = \varkappa_{np}\frac{dU_0}{dr},\ V_\alpha^p = \varkappa_{pp}\frac{dU_0}{dr} \quad \text{для реакции} \quad (p,p'). \tag{I8б}$$

Эти соотношения показывают, что в используемом подходе параметры $\beta_\ell^n(\omega)$ и $\beta_\ell^p(\omega)$, определяющие рассеяния нейтронов и протонов, соответственно, могут отличаться друг от друга, что подтверждается вычислениями (см. ниже).

Распределение вероятности возбуждения ядра по энергетическому спектру на данном интервале энергий характеризует вклад в соответствующее правило сумм. Согласно работе /7/, энергетически взвешенное правило сумм для возбуждения ядра внешним полем $V_{0\ell}^\nu Y_{\ell M}$ равно:

$$\sigma_\ell^\nu = \sum_s \omega_s |\langle s|V_{0\ell}^\nu Y_{\ell M}|0\rangle|^2 = \frac{2\ell+1}{4\pi}\frac{\hbar^2}{2m}\int \rho_\nu \left\{\left(\frac{dV_{0\ell}^\nu}{dr}\right)^2 + \ell(\ell+1)\left(\frac{V_{0\ell}^\nu}{r}\right)^2\right\} r^2 dr, \tag{I9}$$

где $\rho_\nu = \rho_n$ $(\rho_\nu = \rho_p)$, если V_0^ν действует на нейтроны (протоны), причем ρ_ν нормированы следующим образом:

$$4\pi\int \rho_\nu(r) r^2 dr = \begin{cases} N, & \text{если} \quad \nu = n \\ Z, & \text{если} \quad \nu = p. \end{cases}$$

Если в качестве внешних полей выбраны ядерные поля (I8), то (I9) сводится к правилу сумм для параметров динамической деформации:

$$\sigma_L^n = \sum_s \omega_s \beta_{Ln}^2(\omega_s) =$$
$$= \frac{2L+1}{R^2}\frac{\hbar^2}{2m}\{\varkappa_{nn}^2 f_n + \varkappa_{np}^2 f_p\} \quad \text{для реакции} \quad (n, n'), \tag{20а}$$
$$\sigma_L^p = \sum_s \omega_s \beta_{Lp}^2(\omega_s) =$$
$$= \frac{2L+1}{R^2}\frac{\hbar^2}{2m}\{\varkappa_{np}^2 f_n + \varkappa_{nn}^2 f_p\} \quad \text{для реакции} \quad (p, p'), \tag{20б}$$

где

$$f_{n(p)} = \int \rho_{n(p)} \left\{\left(\frac{d^2 U_0}{dr^2}\right)^2 + L(L+1)\left(\frac{1}{r}\frac{dU_0}{dr}\right)^2\right\} r^2 dr.$$

В заключение этого раздела заметим, что, если в качестве V_0 выбрать электромагнитное поле

$$V_{0L}^{n,p} = e_L^{n,p} r^L, \quad e_L^n = 0, \quad e_L^p = 1 \quad \text{для} \quad L > 1, \tag{21}$$

то (16а) сведется к силовой функции

$$S_L(\omega) = -\frac{1}{\pi} Im\left(r^L A_L^p(\omega) V_L^p[r^L]\right), \tag{22}$$

а соответствующее правило сумм, полученное из (19), примет стандартный вид:

$$\sigma_L^{э/м} = \int \omega S_L(\omega) d\omega = L(2L+1)^2 \frac{\hbar^2}{2m} e^2 \int \rho_p(r) r^{2L} dr. \tag{23}$$

Узкие изолированные резонансы можно характеризовать приведенной вероятностью $B(EL)$ -переходов (Δ - ширина резонанса)

$$B(EL) = \int_{\omega_i - \frac{1}{2}\Delta}^{\omega_i + \frac{1}{2}\Delta} S_L(\omega)\, d\omega.$$

4. Численные расчеты

Как уже отмечалось, при энергии выше порога вылета нуклонов спектр возбуждений становится непрерывным и его можно характеризовать силовой функцией $S_L(\omega)$ (или $\beta_L^2(\omega)$), вычисляемой для определенного внешнего поля. На рис. 3-6 показаны силовые функции $S_L(\omega)$ (сплошные линии) и $S_L^0(\omega)$ (точечные линии - отвечают модели независимых частиц, когда взаимодействие выключено) для радиационных внешних полей (21), а также параметры динамической деформации $\beta_L^2(\omega)$ (пунктирные линии) для полей (18), соответствующих неупругому рассеянию протонов. Цифры со стрелками указывают вклад в соответствующее правило сумм в энергетическом интервале от 10 МэВ до указанной стрелками энергии возбуждения. Расчеты проводились с потенциалом Сак-

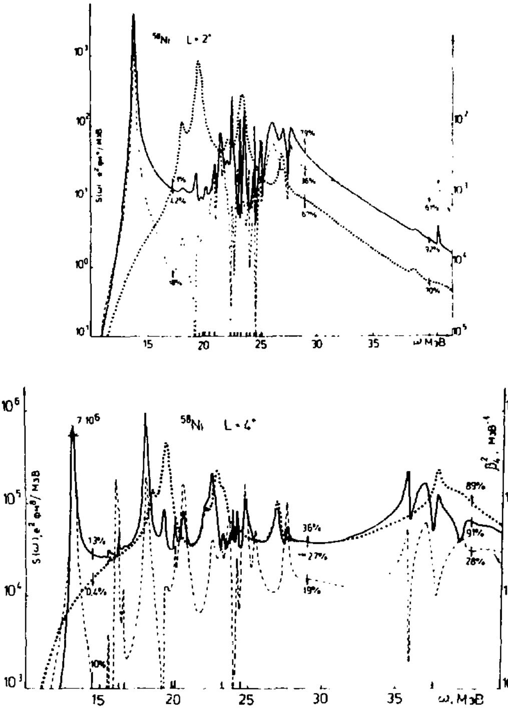
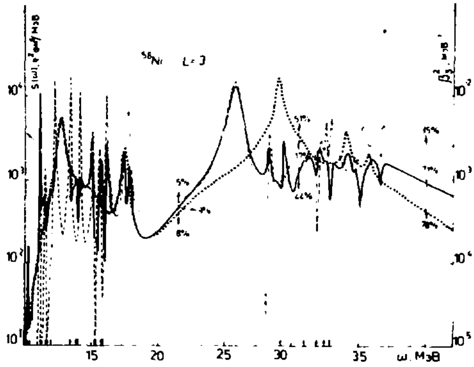


Рис. 3. Силовые функции $S_L(\omega)$ и $\beta_L^2(p)$ в ядре ^{58}Ni для $L = 2$ и 4 (—— $S_L(\omega)$; – – – $\beta_L^2(p)$; · · · · $S_L^0(\omega)$ силовая функция в случае, когда остаточное взаимодействие выключено)

сона-Вудса в параметризации Чепурнова /19/. Анализ результатов, представленных на рис. 3–6 и в таблицах I–3, позволяет сделать следующие выводы (касающиеся возбуждений в интервале $10 \div 40$ МэВ): I. Силовые функции $S_L(\omega)$ и $\beta_L^2(\omega)$ имеют сложную тонкую структуру и в зависимости от энергии возбуждения ω их поведение сильно различается. В то же время в области сильно коллективизированных резонансов они ведут себя сходным образом (например, в районе первых максимумов для мультипольностей $L = 2$ и 4). 2) Включение эффективных взаимодействий при расчете квадрупольных и гексадекапольных резонансов в области первого максимума силовых функций приводит к сильной коллективизации возбуждений и сдвигу резонансов в сторону меньших энергий,



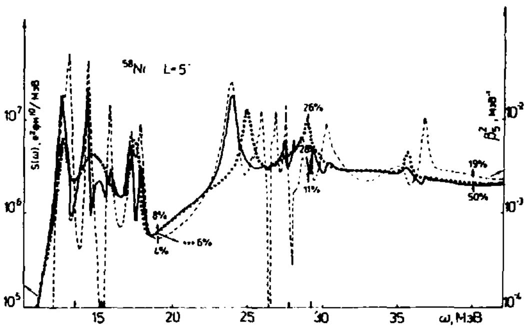


Рис. 4. Силовые функции $S_L(\omega)$ и $\beta_L^2(\omega)$ в ядре ^{58}Ni для $L=3$ и 5. Обозначения такие же, как на рис. 3.

существенно перераспределяя их вклады в правила сумм, в данной области. Этот сдвиг определяется притягивающей изоскалярной компонентой взаимодействия и поэтому в области первого максимума резонансы с $L=2$ и $L=4$ имеют преимущественно изоскалярный характер, что также подтверждается анализом переходных плотностей этих состояний. С ростом ω взаимодействие сдвигает резонансы в сторону больших энергий, причем они постепенно становятся изовекторными. С увеличением мультипольности эффективное взаимодействие оказывает все меньшее влияние на перераспределение энергетически взвешенного правила сумм, причем возбуждения с большими L во всей изучаемой области энергий имеют в основном изоскалярный характер. Следовательно, эти состояния должны интенсивно возбуждаться при неупругом рассеянии α - частиц. 3) Правила сумм для радиационных внешних полей в исследуемом интервале возбужде-

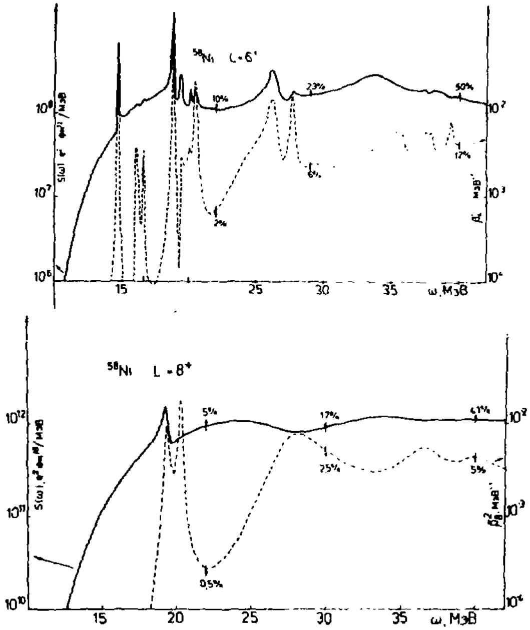


Рис. 5. Силовые функции $S_L(\omega)$ и $\beta_L^2(\omega)$ в ядре ^{58}Ni для $L=6$ и 8. Обозначения такие же, как на рис. 3.

ний исчерпываются от 90% до 40% при увеличении мультипольностей состояний от 2^+ до 8^+, в то время как для "нуклонных" внешних полей от 60% до 10%, если наложенное на ядро поле изоскалярное, и от 50% до 2%, если поле изовекторное. Общий вывод заключается в том, что энергетически взвешенное правило сумм для $\beta_L^2(\omega)$ исчерпывается на гораздо более широком интервале энергий возбуждения, чем для $S_L(\omega)$, причем этот интервал растет с возрастанием мультипольности L для обоих правил сумм. Поэтому ГР с большими L, в принципе, нельзя вычислять в ограниченном частично-дырочном конфигурационном пространстве, включающем только одночастичные, связанные и квазидискретные состояния потенциала среднего поля. 4) Как уже говорилось, силовые функции $S_L(\omega)$ и $\beta_L^2(\omega)$ имеют довольно сложную тонкую структуру, особенно в нижней части спектра, и разбросаны по всему изучаемому интервалу энергий, за исключением возбуждений коллективной природы (например, с $L=2^+$ ($\omega \approx 14$ МэВ), $L=3^-$ ($\omega \approx 26$ МэВ) и $L=4^+$ ($\omega \approx 13$ МэВ)), исчерпывающих в указанных областях значительную долю правила сумм и имеющих довольно большие приведенные вероятности $B(EL)_{s.p.}$.

Таблица I.

Распределение силы возбуждений квадрупольных состояний в ^{48}Ca .

Интервал энергии $\Delta\omega$, МэВ	Вклад в правило сумм, %				
	EM	$(EM)_{IS}$	$(EM)_{IV}$	$B_2^2(n)$	$B_2^2(p)$
I0 - I8	34	78	6	35	34
I8 - 30	53	I3	77	22	I6
30 - 40	I0	I	I3	9	II
40 -I46	2	I	2	28	3I
I0 -I46	99	93	98	94	92

Примечание:

EM - случай, когда внешнее э/м поле действует только на протоны $V_{02}^n = 0$, $V_{02}^p = r^2$.

$(EM)_{IS}$ - случай, когда внешнее э/м поле изоскалярное $V_{02}^n = \frac{1}{2} r^2$, $V_{02}^p = \frac{1}{2} r^2$.

$(EM)_{IV}$ - случай, когда внешнее э/м поле изовекторное $V_{02}^n = \frac{1}{2} r^2$, $V_{02}^p = -\frac{1}{2} r^2$.

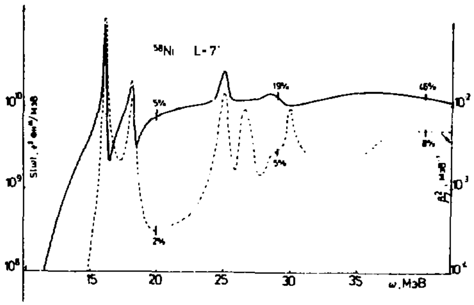


Рис. 6. Силовые функции $S_L(\omega)$ и $\beta_L^2(\omega)$ в ядре ^{58}Ni для $L=7$. Обозначения такие же, как на рис. 3.

Таблица 2.

Распределение силы возбуждения по спектру в ^{58}Ni :

L^{π}	$\Delta\omega$ Mev	Вклад в правило сумм, %					
		EM	$(EM)_0$	$\beta_L^2(n)$	$\beta_L^2(p)$	$(\beta_L^2)_{IS}$	$(\beta_L^2)_{IV}$
2^+	I0 — I7,5	42	I	20	I8	48	~0
	I7,5 - 29	37	66	I7	I8	6	24
	29 — 40	I3	3	25	25	7	26
	I0 — 40	92	70	62	6I	6I	50
3^-	I0 — 2I,5	9	8	4	5	6	3
	2I,5 - 30,5	35	43	I5	I2	32	2
	30,5 - 40	27	28	I7	I8	9	22
	I0 — 40	7I	79	36	35	47	27
4^+	I0 — I4,5	I3	0,4	I0	I0	26	~0
	I4,5 - 29	23	26	8	9	I3	6
	29 — 40	55	62	II	9	2I	4
	I0 — 40	9I	88	29	28	60	I0
5^-	I0 — I9	8	6	3	4	8	I
	I9 — 29	20	20	7	7	I6	I
	29 — 40	22	24	7	8	I0	6
	I0 — 40	50	50	I7	I9	34	8
6^+	I0 — 22	I0	9	2	2	4	≤I
	22 — 29	I3	II	3	4	7	I
	29 — 40	27	29	6	6	I3	3
	I0 — 40	50	49	II	I2	24	≤5
7^+	I0 — 20	5	5	2	2	4	<I
	20 — 29	I5	I4	3	2	5	<I
	29 — 40	26	26	3	4	7	I
	I0 — 40	46	45	8	8	I6	~2
8^+	I0 — 22	5	5	<I	<I	I	<I
	22 — 30	I2	I2	2	2	4	<I
	30 — 40	24	24	3	3	5	I
	I0 — 40	4I	4I	~5	~5	I0	~2

Примечание: EM — э/м внешнее поле

$(EM)_0$ - э/м внешнее поле, остаточное взаимодействие выключено.

$(\beta_L^2)_{IS}$ — изоскалярное "нуклонное" внешнее поле.

$(\beta_L^2)_{IV}$ — изовекторное "нуклонное" внешнее поле.

Таблица 3.
Энергии и *escape* - ширины отдельных резонансов в ^{58}Ni :
γ_n - нейтронные, γ_p - протонные, γ_t - полные ширины

L^{π}	ω МэВ	$B(EL)_{s.p.}$	γ_n МэВ	γ_p МэВ	γ_t МэВ
2^+	13,82	13,5	0,057	0,074	0,131
	23,58	0,65	0,085	0,141	0,226
	27,69	1,3	0,245	0,377	0,622
3^-	11,09	0,6	0,008	0,0002	0,009
	15,06	9,3	0,015	0,026	0,041
	25,76	12,6	0,453	0,523	0,977
	28,33	0,4	0,015	0,242	0,258
	32,03	1,2	0,388	0,201	0,589
4^+	13,19	18,4	0,005	0,040	0,045
	18,16	8,6	0,097	0,075	0,172
	24,81	1,0	0,050	0,193	0,243
	35,74	2,0	0,150	0,053	0,203
	37,03	5,2	0,343	0,646	0,989
5^-	14,32	6,2	0,023	0,100	0,123
	15,74	0,7	0,125	0,063	0,188
	17,30	4,7	0,092	0,890	0,983
	23,93	24,9	0,312	0,301	0,613
	27,51	1,2	0,065	0,091	0,156
6^+	14,68	24,5	0,003	0,001	0,004
	18,80	20,3	0,016	0,090	0,106
	26,22	17,8	0,390	0,344	0,734

5) Возбуждения вблизи порога эмиссии нуклонов имеют небольшие *escape* - ширины и представляются в виде узких изолированных резонансов. С ростом энергии возбуждения эти ширины растут, достигая для некоторых резонансов величины $\sim$ 1 МэВ. Небольшая ширина распада в одночастичные открытые каналы вблизи порога эмиссии связана с необходимостью преодоления нуклоном большого потенциального барьера; с увеличением энергии возбуждения барьер, который необходимо преодолеть, становится меньше, и одночастичная ширина распада возрас-

тает. Ясно, что ширины ГР не должны совпадать с экспериментально наблюдаемой шириной ввиду нашего достаточно упрощенного подхода к решению задачи (например, распад частично-дырочных возбуждений на более сложные, экспериментальное разрешение аппаратуры и т.д. не учтены). 6) К сожалению, из-за недостатка места мы не можем привести рисунки переходных плотностей, которые тоже нами вычислены для резонансных состояний. Отметим здесь только, что почти во всех коллективных состояниях они имеют довольно заметный поверхностный максимум по форме, близкой к $\frac{\partial\rho}{\partial r}$. 7) Предсказанное теорией положение максимумов возбуждений коллективной природы с $L=2^+$ ($\omega\approx 11$ МэВ), $L=3^-$ ($\omega\approx 26$ МэВ), $L=4^+$ ($\omega\approx 13$ МэВ) оказывается на 10-15% ниже экспериментально наблюдаемого /20/.

Заключение

В работе на основе простой модели детально исследованы дифференциальные и интегральные характеристики ядерных возбуждений в сплошном спектре. Отсутствие свободных параметров в модели особенно важно при изучении свойств возбужденных состояний с большими мультипольностями L , поскольку для них пока отсутствуют надежные экспериментальные данные. Другой особенностью приведенных вычислений является точный учет состояний одночастичного континуума, т.е. полнота частично-дырочного конфигурационного пространства. Это позволяет
а) вычислять *escape* - ширины. Как и ожидалось, вычисленные *escape* -ширины составляют малую долю наблюдаемой ширины, однако для некоторых состояний она может достигать величины $\sim$ 1 МэВ.

б) Сформулировать и рассчитывать с требуемой точностью энергетически взвешенные правила сумм для различных внешних полей. В частности, показано, что правило сумм (21) для параметра динамической деформации $\beta_L^2(\omega)$ исчерпывается на гораздо более широком интервале энергий возбуждения, чем для операторов $\sim r^L Y_{LM}$, причем этот интервал растет с увеличением мультипольности L для обоих правил сумм. Следовательно, в различных реакциях при изучении ГР в зависимости от вида наложенного на ядро внешнего поля будет исчерпываться на заданном интервале энергии возбуждения разная доля правила сумм, на что до сих пор практически не обращалось внимания. В связи с этим заметим, что используемый подход дает возможность просто рассчитывать сечение возбуждения ГР при неупругом рассеянии адронов на ядрах, так как структурная и кинематическая части задачи разделяются, и их можно вычислять независимо друг от друга, причем параметр динамической деформации $\beta_L^2(\omega)$ не извлекается из сравнения теоретических сечений с экспериментом, а рассчитывается микроскопически. Такой подход дает надежду на разумное описание ядерных реакций, когда интересуются не столько тонкими деталями сечения возбуждения, а сколько интегральными характеристиками на некотором интервале энергий и суммой по мультиполям.

Авторы благодарны И.Н. Михайлову, Н.И. Пятову и А.В. Игнатюку за полезные обсуждения затронутых здесь вопросов.

Литература

1. Bertsch G.F., Tsai S.F. Phys.Reports, 1975, 18, p.125.
2. Liu K.F., Brown G.E. Nucl.Phys., 1976, A265, p.994.
3. Соловьев В.Г. В кн.:"Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях", "Наука", М., 1979, с.22.
4. Камерджиев С.П. В кн.: Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях", "Наука", М., 1979, с.93.
5. Speth J., Werner E., Wild W. Phys.Reports, 1977, 33, p.127.
6. Rowe D.J. Phys.Rev., 1967, 62, p.866.
   Kumar K., Sorensen B. Nucl.Phys., 1970, A146, p.1.
7. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, 2, "Мир", М., 1977.
8. Gareev F.A. et al. JINR, E4-80283, Dubna, 1980, ЯФ, 1981, 33 , с.751.
9. Саперштейн Э.Е., Толоконников С.В., Фаянс С.А. Препринт ИАЭ, 2571, 1975, Препринт ИАЭ, 2580, 1976.
10. Игнатюк А.В. Доклад на 2-м международном симпозиуме по нейтронным реакциям, Смоленице, 1979.
    Блохин А.И., Проняев В.Г. ЯФ, 1979, 30, с.1258.
    Блохин А.И. Изв.АН КазССР, сер.физ.-мат.,1979, 14,с.19.
11. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, "Наука", М., 1965.
12. Фаянс С.А., Ходель В.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, с.633.
13. Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель В.А. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.221.
14. Бирбраир Б.Л. Изв.АН СССР, сер.физ.-мат.,1979, 43, с.2242.
15. Birbrair B.L. Phys.Lett., 1973, 46B, p.152.
16. Ходель В.А. ЯФ, 1974, 19, с.762.
17. Пятов Н.И. ОИЯИ, Р4-8208, Дубна, 1974.
18. Austern N. Direct Nuclear Reaction Theory, N.Y., 1960.
19. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 16, с.955.
20. Pitthan R. Nucleonika, 1979, 24, p.447.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 октября 1980 года.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 28816. Тираж 570. Уч.-изд. листов 1,19.
Редактор Б.Б.Колесова.
Макет Т.Е.Жильцовой. Подписано к печати 5.11.80.