

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



19/III-79

Б-176

P4 - 12048

915/2-79

М.И.Базнат, А.В.Игнатюк, Н.И.Пятов

САМОСОГЛАСОВАННАЯ ТЕОРИЯ  
ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА  
В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ

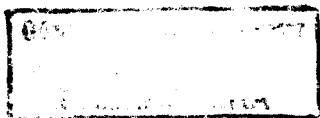
**1978**

P4 - 12048

М.И.Базнат,<sup>1</sup> А.В.Игнатюк,<sup>2</sup> Н.И.Пятов

САМОСОГЛАСОВАННАЯ ТЕОРИЯ  
ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА  
В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ

*Направлено в ЯФ*



---

<sup>1</sup> Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев.

<sup>2</sup> Физико-энергетический институт, Обнинск.

Базнат М.И., Игнатюк А.В., Пятов Н.И.

P4 - 12048

Самосогласованная теория гигантского дипольного резонанса  
в нагретых ядрах

Метод самосогласованного описания дипольных возбуждений, использующий принцип трансляционной инвариантности для построения эффективных взаимодействий, обобщен на случай нагретых ядер. В термодинамическом приближении метода случайных фаз построена теория гигантского дипольного резонанса, не содержащая никаких дополнительных констант, кроме параметров среднего поля. Для потенциала оболочечной модели проведены расчеты температурных изменений констант изоскалярных и изовекторных сил, а также дифференциальных и интегральных характеристик гигантского резонанса. Показана важная роль самосогласования в описании интегральной ширины резонанса и спектральной интенсивности "низкоэнергетических" гамма-переходов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

Baznat M.I., Ignatyuk A.V., Pyatov N.I.

P4 - 12048

Selfconsistent Theory of the Giant Dipole Resonance  
in Excited Nuclei

The selfconsistent description of the dipole excitations which uses the translational invariance principle for constructing the effective residual forces is generalized to the case of excited nuclei. The giant dipole resonance theory is developed in the thermodynamical random phase approximation. The theory does not contain any additional parameters besides those in the shell model potential. The temperature dependence of the strength parameters for the isoscalar and isovector forces, as well as of the differential and integrated characteristics of the giant dipole resonance is studied. The importance of the selfconsistency is shown for the description of the integral width of the resonance and for the spectral distribution of the "low-energy" gamma transitions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

## ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемые спектры электромагнитных переходов при энергиях возбуждения, сравнимых с энергией связи нейтрона или превышающих ее, определяются усредненным вкладом большого числа состояний ядра. Для описания таких спектров широко используется статистический подход /1/. Спектральная интенсивность гамма-переходов в рамках этого подхода определяется произведением усредненного матричного элемента на плотность конечных состояний. Разногласия между различными вариантами статистического описания обусловлены главным образом расхождением оценок величины и энергетической зависимости усредненных матричных элементов, или, как их обычно называют, радиационных силовых функций <sup>2,3/</sup>. Прямая экспериментальная информация о радиационных силовых функциях ограничена сравнительно узким диапазоном энергий возбуждения ядра и энергий гамма-квантов, близких к энергии связи нейтрона <sup>2,3/</sup>. Поэтому для описания силовых функций в более широком диапазоне энергий гамма-квантов привлекаются экспериментальные данные или теоретические расчеты сечений обратной реакции /фотопоглощения/.

Анализ спектральной интенсивности радиационных переходов, проведенный на основе микроскопического рассмотрения когерентных возбуждений ядер /4/, показал, что сечение обратной реакции определяется не только энергией гамма-квантов, но может зависеть определенным образом и от энергии возбуждения ядра. Так как эта зависимость является существенной для интерпретации основных особенностей гамма-переходов в высоко-

возбужденных /нагретых/ ядрах, то представляют значительный интерес как более строгие оценки величины ожидаемых эффектов, так и более детальные исследования ее природы.

В данной работе рассмотрен самосогласованный подход к описанию коллективных возбуждений нагретых ядер, использующий принципы инвариантности для построения эффективных остаточных взаимодействий нуклонов. Предложенный подход является естественным развитием методов моделирования эффективных сил, успешно используемых при анализе коллективных возбуждений холодных ядер [5-7]. На основе этого подхода построена самосогласованная теория гигантского дипольного резонанса в нагретых ядрах и изучена зависимость сечений дипольного фотопоглощения от энергии возбуждения ядра.

### §1. МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СИЛ

Геометрические и динамические принципы инвариантности и вытекающие из них законы сохранения и правила отбора накладывают определенные ограничения на выбор гамильтонианов, используемых для описания многочастичных систем. Различные формулировки соответствующих условий согласования рассматривались многими авторами [5-12]. Покажем, что принципы симметрии можно успешно использовать для моделирования эффективных сил, определяющих усредненные статистические характеристики высоковозбужденных состояний ядер.

Начнем рассмотрение с наиболее простого примера. Пусть имеется одночастичный гамильтониан

$$H_0 = \sum_{\nu} \epsilon_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu}, \quad /1/$$

описывающий движение невзаимодействующих частиц в самосогласованном поле, и некоторый аддитивный интеграл движения

$$F = \sum_{\nu\nu'} f_{\nu\nu'} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu'}, \quad /2/$$

определенный в базисе собственных состояний гамильтониана /1/. Очевидно, что коммутатор

$$[H_0, F] = \sum_{\nu\nu'} (\epsilon_{\nu} - \epsilon_{\nu'}) f_{\nu\nu'} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu'}, \quad /3/$$

отличен от нуля, если оператор  $F$  недиагонален в рассматриваемом представлении. Другими словами, можно сказать, что гамильтониан  $H_0$  имеет в данном случае нарушенную симметрию относительно группы унитарных преобразований, генерируемых оператором  $F$ .

Спонтанно нарушенную симметрию можно восстановить с помощью остаточных взаимодействий  $h$ , поскольку исходный полный гамильтониан многочастичной системы, из которого выделен одночастичный гамильтониан  $H_0$ , должен быть инвариантным относительно группы преобразований, соответствующей интегралу движения  $F$ . Заметим, что требование инвариантности модельного гамильтониана  $H_0 + h$  относительно той или иной группы унитарных преобразований не позволяет однозначно восстановить формфакторы остаточных взаимодействий, так как совокупность неизвестных двухчастичных матричных элементов  $h$  в общем случае превышает набор известных одночастичных матричных элементов матрицы плотности. Поэтому необходимы некоторые структурные предположения о форме  $h$ . Будем искать остаточные взаимодействия в сепарабельном виде, пренебрегая обменными эффектами. В этом случае двухчастичные матричные элементы выражаются через одночастичные и их можно найти из системы уравнений, определяемых условиями инвариантности.

В обсуждаемом нами примере можно принять

$$h = -\frac{1}{2\gamma} [H_0, F] \dagger [H_0, F] \quad /4/$$

и потребовать выполнения условия

$$[H_0 + h, F] = 0. \quad /5/$$

Подставляя /4/ в уравнение /5/ и имея в виду, что  $F$  - эрмитов оператор, получим

$$[H_0 + h, F] = [H_0, F] - \frac{1}{2\gamma} \{ [H_0, F], [F, [H_0, F]] \}_+, \quad /6/$$

где  $\{ \}_+$  обозначает антикоммутатор. Легко видеть, что условие /5/ будет выполнено, если двойной коммутатор

$$[F, [H_0, F]] = c - \text{число} = \gamma. \quad /7/$$

В общем случае двойной коммутатор не является с-числом. Тем не менее можно потребовать, чтобы условие /5/ выполнялось приближенно, в пределах точности методов, привлекаемых при последующей диагонализации гамильтониана  $H_0 + h$ . В качестве такого приближения можно использовать замену двойного коммутатора /7/ его средним значением

$$\gamma = \langle [F, [H_0, F]] \rangle, \quad /8/$$

что представляет собой типичное приближение метода случайной фазы /СФ/ и ему подобных.

Проведенное рассмотрение почти повторяет метод приближенного восстановления спонтанно нарушенной симметрии модельного гамильтониана, сформулированный для холодных ядер в работах /5-7/. В этом случае в соотношении /8/ подразумевается усреднение по основному состоянию неинвариантного вакуума. При формулировке эквивалентного метода для нагретых ядер необходимо, однако, учитывать два обстоятельства:

а/ одночастичный гамильтониан /1/ в этом случае должен соответствовать термодинамически усредненному самосогласованному полю /т.е. температурному приближению Хартри-Фока/; б/ в качестве приближенного значения двойного коммутатора /8/ также должно использоваться его термодинамически усредненная величина, соответствующая температурному приближению метода СФ/4/.

Согласно этим условиям соотношение /8/ можно переписать в эквивалентном виде:

$$\gamma = \frac{\text{Sp} \left\{ \exp \left( -\frac{H_0 - \lambda N}{t} \right) [F, [H_0, F]] \right\}}{\text{Sp} \left\{ \exp \left( -\frac{H_0 - \lambda N}{t} \right) \right\}} = \sum_{\nu\nu'} (\epsilon_{\nu} - \epsilon_{\nu'}) (\bar{n}_{\nu'} - \bar{n}_{\nu}) |f_{\nu\nu'}|^2, \quad /9/$$

где

$$\bar{n}_{\nu} = \left[ 1 + \exp \left( \frac{\epsilon_{\nu} - \lambda}{t} \right) \right]^{-1}$$

средние числа заполнения одночастичных состояний,  $t$  - температура возбужденного /нагретого/ ядра и  $\lambda$  - соответствующий химпотенциал. Связь температуры и химпотенциалов /про-

тонного и нейтронного/ с энергией возбуждения ядра и числом нуклонов определяется уравнениями состояния /14/.

Сопоставляя рассмотренные выше соотношения с аналогичными соотношениями работ /5-7/, посвященных восстановлению инвариантности модельного гамильтониана в холодном ядре, можно видеть, что различия между ними связаны только с заменой средних по основному состоянию системы термодинамически усредненными величинами. Используя такую замену, легко распространить на нагретые ядра все результаты, полученные в работах /5-7/ для эффективных сил, восстанавливающих нарушенную в модельном гамильтониане симметрию по отношению к трансляциям, а также вращениям в конфигурационном и изоспиновом пространствах.

## §2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ САМОСОГЛАСОВАННОЙ ТРАНСЛЯЦИОННО-ИНВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ

С принципом трансляционной инвариантности связан закон сохранения импульса, который можно записать в виде условия коммутативности полного гамильтониана системы и оператора импульса

$$[H, P] = 0. \quad /10/$$

Если гамильтониан системы обладает свойством трансляционной инвариантности, то в спектре коллективных возбуждений системы должно быть состояние с нулевой энергией, соответствующее свободному движению центра масс системы /голдстоуновская ветвь возбуждений /15//. Любой оболочечный потенциал, содержащийся в  $H$ , нарушает трансляционную инвариантность, если он задан в лабораторной системе координат. Остаточные взаимодействия должны восстанавливать нарушенную симметрию. Возможность использования этого требования для самосогласованного выбора остаточных взаимодействий и построения трансляционно-инвариантной модели гигантского резонанса в холодных ядрах была продемонстрирована в работах /6,7/. Мы хотим обобщить эту модель на нагретые ядра. Соотношения предыдущего параграфа показывают, каким способом это можно сделать.

Пусть заданы одночастичные сферически-симметричные потенциалы для нейтронов и протонов:

$$\begin{aligned} U_n(r) &= U_0(r) - U_1(r), \\ U_p(r) &= U_0(r) + U_1(r) + U_c(r), \end{aligned} \quad /11/$$

где  $U_0$ ,  $U_1$  и  $U_c$  - соответственно изоскалярный, изовекторный и кулоновский потенциалы. Будем искать восстанавливающие симметрию силы для каждого потенциала отдельно. В соответствии с соотношением /4/ получим эффективные изоскалярные, изовекторные и кулоновские взаимодействия в виде

$$\begin{aligned} h_0 &= -\frac{1}{2\gamma_0} \left[ \sum_{k=1}^A U_0(r_k), \vec{P} \right]^+ \cdot \left[ \sum_{k=1}^A U_0(r_k), \vec{P} \right], \\ h_1 &= \frac{1}{2\gamma_1} \left[ \sum_{k=1}^A U_1(r_k) \vec{r}_k, \vec{P} \right]^+ \cdot \left[ \sum_{k=1}^A U_1(r_k) \vec{r}_k, \vec{P} \right], \\ h_c &= \frac{1}{2\gamma_c} \left[ \sum_{k=1}^Z U_c(r_k), \vec{P} \right]^* \cdot \left[ \sum_{k=1}^Z U_c(r_k), \vec{P} \right]. \end{aligned} \quad /12/$$

Здесь  $\vec{r}$  - вектор изотопического спина / $\tau_Z = 1$  для нейтронов и  $-1$  для протонов/. В соответствии с /8/ величины  $\gamma_i$  равны:

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \frac{1}{3} \langle [\vec{P}, \left[ \sum_{k=1}^A U_0(r_k), \vec{P} \right]] \rangle, \\ \gamma_1 &= \frac{1}{3} \langle [\vec{P}, \left[ \sum_{k=1}^A U_1(r_k) (\tau_{Zk}), \vec{P} \right]] \rangle, \\ \gamma_c &= -\frac{1}{3} \langle [\vec{P}, \left[ \sum_{k=1}^Z U_c(r_k), \vec{P} \right]] \rangle. \end{aligned} \quad /13/$$

В /12/, /13/ знаки выбраны так, чтобы все величины  $\gamma_i$  были положительными. Напомним, что в отличие от /7/ в соотношениях /13/ подразумевается термодинамическое усреднение /9/ и неявно предполагается, что потенциалы /11/ определяют самосогласованное поле нагретых ядер.

Для центральных потенциалов

$$[U(r), \vec{p}] = i\hbar \vec{\nabla} U(r) = i\hbar \frac{\vec{r}}{r} \cdot \frac{\partial U(r)}{\partial \vec{r}}. \quad /14/$$

Таким образом, взаимодействия /12/ представляют собой дипольные силы, радиальная зависимость которых определяется градиентом потенциала, и для любых конечных потенциалов эти взаимодействия имеют поверхностный характер /5/.

В представлении вторичного квантования рассмотренные выше операторы импульса можно записать в виде разложения по циклическим компонентам

$$\vec{P} = \sum_{\mu=0, \pm 1} e^{\mu} P_{\mu}^{\mu}, \quad /15/$$

$$P_{\mu}^{\mu} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \sum_{jj'} p_{jj'} [B_{jj'}(\mu) + (-1)^{\mu} B_{jj'}^{+}(-\mu)],$$

где введены операторы

$$B_{jj'}(\mu) = \sqrt{\frac{3}{2j'+1}} \sum_{mm'} (jm \ 1\mu | j'm') a_{j'm'}^{+} a_{jm}, \quad /16/$$

$$B_{jj'}^{+}(\mu) = (-1)^{j'-j+\mu} B_{jj'}(-\mu)$$

и приведенные матричные элементы

$$p_{jj'} = \sqrt{2j'+1} (jm \ 1\mu | j'm')^{-1} (j'm' | p_{\mu} | jm). \quad /17/$$

Аналогично запишем коммутатор /14/:

$$\begin{aligned} f_{\mu}^{(i)} &= [U_i(r), p_{\mu}^{\mu}] = \\ &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \sum_{jj'} f_{jj'}^{(i)} [B_{jj'}(\mu) - (-1)^{\mu} B_{jj'}^{+}(-\mu)]. \end{aligned} \quad /18/$$

Для величин  $\gamma_i$  в этих обозначениях получим соотношение

$$\gamma_0 = \frac{1}{3} \sum_{\tau=n,p} \sum_{jj'}^{(\tau)} p_{jj'}^{*} f_{jj'}^{(0)} (\bar{n}_j - \bar{n}_{j'}),$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{3} \sum_{\tau Z} r_Z \sum_{jj'}^{(\tau)} p_{jj'}^* f_{jj'}^{(1)} (\bar{n}_j - \bar{n}_{j'}), \quad /19/$$

$$\gamma_c = -\frac{1}{3} \sum_{jj'}^{(p)} p_{jj'}^* f_{jj'}^{(c)} (\bar{n}_j - \bar{n}_{j'}).$$

Перейдем теперь к диагонализации в методе СФ построенного трансляционно-инвариантного гамильтониана

$$H = H_0 + h_0 + h_1 + h_c. \quad /20/$$

Методы решения такой задачи в холодных ядрах обсуждались многими авторами [5-8,15], и формулировка эквивалентных методов для нагретых ядер в применении к ротационному движению рассматривалась в работе [16]. Проведем преобразование гамильтониана /20/ к виду нормальных колебаний

$$H_{\text{сф}} = \frac{1}{2} \sum_{\nu} \sum_{\mu=0,\pm 1} \{ \mathcal{P}_{\nu}^+(\mu) \mathcal{P}_{\nu}(\mu) + \omega_{\nu}^2 \mathcal{Q}_{\nu}^+(\mu) \mathcal{Q}_{\nu}(\mu) \}, \quad /21/$$

где  $\mathcal{P}_{\nu}$  и  $\mathcal{Q}_{\nu}$  - полный набор обобщенных канонических переменных, подчиняющихся коммутационным соотношениям

$$[\mathcal{Q}_{\nu}^+(\mu), \mathcal{P}_{\nu}(\mu')] = i \delta_{\mu\mu'} \delta_{\nu\nu'}, \quad /22/$$

$$[\mathcal{Q}_{\nu}, \mathcal{Q}_{\nu'}] = [\mathcal{P}_{\nu}, \mathcal{P}_{\nu'}] = \dots = 0.$$

Спектр собственных частот колебаний  $\omega_{\nu}$  определяется уравнениями движения

$$[H, \mathcal{P}_{\nu}(\mu)] = i \omega_{\nu}^2 \mathcal{Q}_{\nu}(\mu), \quad /23/$$

$$[H, \mathcal{Q}_{\nu}(\mu)] = -i \mathcal{P}_{\nu}(\mu).$$

В методе СФ будем искать операторы  $\mathcal{P}_{\nu}$  и  $\mathcal{Q}_{\nu}$  в виде суперпозиции частично-дырочных пар

$$\mathcal{P}_{\nu}(\mu) = \frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} \sum_{jj'}^{(\tau)} \psi_{jj'}^{(\nu)} [B_{jj'}(\mu) + (-1)^{\mu} B_{jj'}^{+}(-\mu)], \quad /24/$$

$$\mathcal{Q}_{\nu}(\mu) = \frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} \sum_{jj'}^{(\tau)} \phi_{jj'}^{(\nu)} [B_{jj'}(\mu) - (-1)^{\mu} B_{jj'}^{+}(-\mu)].$$

Подставляя /24/ в уравнения движения /23/ и используя при вычислении коммутаторов температурные квазибозонные коммутационные соотношения [13,16], получим для амплитуд смешивания следующие выражения:

$$\begin{aligned} \left( \psi_{jj'}^{(\nu)} \right)_{\text{нп}} &= \frac{\omega_{jj'}}{\omega_{jj'}^2 - \omega_{\nu}^2} \left\{ \frac{1}{3\gamma_0} f_{jj'}^{(0)} (\xi_{0n}^{(\nu)} + \xi_{0p}^{(\nu)}) \right. \\ &+ \left. \frac{1}{3\gamma_1} f_{jj'}^{(1)} (\xi_{1n}^{(\nu)} - \xi_{1p}^{(\nu)}) - \delta_{\tau,p} \frac{1}{3\gamma_c} f_{jj'}^{(c)} \xi_c^{(\nu)} \right\}, \quad /25/ \end{aligned}$$

$$\phi_{jj'}^{(\nu)} = \omega_{jj'}^{-1} \psi_{jj'}^{(\nu)},$$

где

$$\begin{aligned} \omega_{jj'} &= \epsilon_{j'} - \epsilon_j, \\ \xi_{i\tau}^{(\nu)} &= \sum_{jj'}^{(\tau)} f_{jj'}^{(i)*} (\bar{n}_j - \bar{n}_{j'}) \psi_{jj'}^{(\nu)}. \quad /26/ \end{aligned}$$

Подставляя /25/ в /26/, получим систему однородных линейных уравнений, определяющих необходимые комбинации величин  $\xi_{i\tau}^{(\nu)}$ :

$$\begin{aligned} (\xi_{0n}^{(\nu)} + \xi_{0p}^{(\nu)}) \left[ 1 - \frac{1}{3\gamma_0} (S_{00}^{(n)} - S_{00}^{(p)}) \right] + (\xi_{1n}^{(\nu)} - \xi_{1p}^{(\nu)}) \times \\ \times \frac{1}{3\gamma_1} (S_{01}^{(n)} - S_{01}^{(p)})^* + \xi_c^{(\nu)} \frac{1}{3\gamma_c} S_{0c}^* = 0, \quad /27a/ \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} + (\xi_{0n}^{(\nu)} + \xi_{0p}^{(\nu)}) \frac{1}{3\gamma_0} (S_{01}^{(n)} - S_{01}^{(p)}) + (\xi_{1n}^{(\nu)} - \xi_{1p}^{(\nu)}) \times \\ \times \left[ 1 + \frac{1}{3\gamma_1} (S_{11}^{(n)} + S_{11}^{(p)}) \right] - \xi_c^{(\nu)} \frac{1}{3\gamma_c} S_{1c}^* = 0, \quad /27b/ \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - (\xi_{0n}^{(\nu)} + \xi_{0p}^{(\nu)}) \frac{1}{3\gamma_0} S_{0c} - (\xi_{1n}^{(\nu)} - \xi_{1p}^{(\nu)}) \frac{1}{3\gamma_1} S_{1c} + \\ + \xi_c^{(\nu)} \left[ 1 + \frac{1}{3\gamma_c} S_{cc} \right] = 0. \quad /27в/ \end{aligned}$$

Для сокращения записи здесь использованы обозначения

$$S_{ii'}^{(\tau)} = \sum_{jj'}^{(\tau)} \frac{f_{j'j}^{(i)*} f_{j'j}^{(i')} (\bar{n}_j - \bar{n}_{j'})}{\omega_{jj}^2 - \omega_\nu^2} \quad /28/$$

Детерминант системы уравнений /27/ определяет спектр собственных значений  $\omega_\nu$ . Секулярное уравнение удобно записать в форме с явно выделенным решением  $\omega_\nu = 0$ , соответствующим голдстоуновской ветви коллективных возбуждений ядра. Опуская громоздкие, но не содержащие принципиальных трудностей выкладки, приведем окончательный вид секулярного уравнения:

$$\begin{vmatrix} C_{00}^{(n)} + C_{00}^{(p)} - C_{01}^{(n)} + C_{01}^{(p)} + C_{0e} & S_{01}^{(n)} - S_{01}^{(p)} & S_{0e} \\ C_{01}^{(n)} - C_{01}^{(p)} - C_{11}^{(n)} - C_{11}^{(p)} - C_{1e} & S_{11}^{(n)} + S_{11}^{(p)} + 3\gamma_1 & -S_{1e} \\ C_{0e} + C_{1e} + C_{ee} & -S_{1e} & S_{ee} + 3\gamma_e \end{vmatrix} \omega_\nu^2 = 0, \quad /29/$$

где в дополнение к /28/ введены зависящие от  $\omega_\nu$  величины

$$C_{ii'}^{(\tau)} = \sum_{jj'}^{(\tau)} \frac{f_{j'j}^{(i)*} f_{j'j}^{(i')} (\bar{n}_j - \bar{n}_{j'})}{\omega_{jj}^2 (\omega_{jj}^2 - \omega_\nu^2)} \quad /30/$$

Мы не будем приводить явный вид соотношений для  $\xi_{i\tau}^{(\nu)}$ , которые легко найти из уравнений /27/ и соответствующего соотношению /22/ условия ортонормировки коэффициентов преобразования

$$\sum_{\tau} \sum_{jj'}^{(\tau)} \psi_{j'j}^{(\nu)*} \phi_{j'j}^{(\nu')} (\bar{n}_j - \bar{n}_{j'}) = \delta_{\nu\nu'} \quad /31/$$

Заметим, что так как приведенные матричные элементы /17/ являются чисто мнимыми величинами, то коэффициенты преобразования будут действительными.

Для решений с  $\omega_\nu \neq 0$  можно перейти от операторов /24/ к операторам фононов

$$Q_\nu^{(\mu)} = \frac{-1}{\sqrt{2\omega_\nu}} \mathcal{Y}_\nu^{(\mu)} + \sqrt{\frac{\omega_\nu}{2}} \mathcal{X}_\nu^{(\mu)}, \quad /32/$$

амплитуда которых определяет свойства коллективных возбуждений ядер. Заселенность соответствующих состояний характеризуется в нагретых ядрах числами заполнения

$$Q_\nu^+ Q_\nu^- = \delta_{\nu\nu'} \cdot [\exp(\omega_\nu t) - 1]^{-1} \quad /33/$$

Спектральную интенсивность электромагнитных переходов в нагретых ядрах можно выразить через приведенную вероятность или сечение поглощения гамма-квантов <sup>4</sup>. Возникающие при этом соотношения отличаются от аналогичных соотношений в холодных ядрах <sup>5-7</sup> только учетом соответствующих усредненных /термодинамических/ одночастичных /9/ и фононных /33/ чисел заполнения.

Как и в холодных ядрах <sup>5-7</sup>, при рассмотрении температурных изменений основных характеристик радиационных переходов удобно анализировать интегральные сечения фотовозбуждения

$$\sigma_n = \int \epsilon_Y^n \sigma(\epsilon_Y) d\epsilon_Y = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \sum \omega_\nu^{n+1} B_\nu(E1, 0, 1), \quad /34/$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

где  $B_\nu(E1, 0, 1)$  - приведенная вероятность поглощения дипольных гамма-квантов. В частности, величина  $\sigma_0$  определяет "модельно-независимое" правило сумм

$$\sigma_0 = \frac{8\pi^3 e^2}{9\hbar c} \langle [\mathcal{M}^*(E1), [H - P^2/2mA, \mathcal{M}(E1)]] \rangle = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} \quad /35/$$



Здесь  $e$  - заряд протона,  $\mathcal{M}(E1)$  - полный дипольный оператор. Соотношение /35/ удобно использовать для контроля расчетов, так как термодинамическое среднее от двойного коммутатора не должно зависеть от температуры. В то же время  $\sigma_n$  с  $n \neq 0$  могут зависеть от температуры, и эта зависимость будет отражать температурные изменения спектральной интенсивности гамма-переходов.

### §3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим сначала оценки величин  $\gamma_0$  и  $\gamma_1$ , которые можно сделать для потенциала Вудса-Саксона с наиболее простой параметризацией

$$U(r) = -V_0 \left(1 - \tau_Z \eta \frac{N-Z}{A}\right) / (1 + \exp(\alpha(r - R_0))) \equiv U_0(r) - \tau_Z U_1(r). \quad /36/$$

Первое из соотношений /13/ можно переписать в виде

$$\gamma_0 = \frac{\hbar^2}{3} \left\langle \sum_{k=1}^A \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial U_0(r)}{\partial r} \right)_k \right\rangle = \frac{4\pi\hbar^2}{3} \int_0^\infty \rho(r) \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial U_0(r)}{\partial r} dr. \quad /37/$$

Предполагая, что распределение плотности нуклонов в ядре определяется тем же формфактором, что и одночастичный потенциал /36/, и используя для вычисления интеграла /37/ метод перевала, получим

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{2\pi} \alpha V_0 \hbar^2 A}{16R_0}. \quad /38/$$

Аналогичным образом, полагая  $\rho_n - \rho_p = \frac{N-Z}{A} \rho_0$ , найдем

$$\gamma_1 = \eta \left( \frac{N-Z}{A} \right)^2 \gamma_0. \quad /39/$$

Для кулоновского потенциала, соответствующего однородно заряженной сферической капле, получим в рамках эквивалентных приближений

$$\gamma_c = \frac{Z(Z-1)e^2 \hbar^2}{4\pi R_0^3}. \quad /40/$$

Величины, обратные  $\gamma_i$ , определяют силовые константы изоскалярных, изовекторных и кулоновских дипольных сил, согласованных со средним полем /36/. Отношение констант изовекторных и изоскалярных сил в соответствии с соотношениями /36-39/ равно

$$X_1 / X_0 = \left( \eta \frac{N-Z}{A} \right)^2 \frac{\gamma_0}{\gamma_1} = \eta. \quad /41/$$

т.е. определяется величиной изовекторного потенциала.

Представленные ниже расчеты были выполнены для потенциала среднего поля /36/ с набором параметров, рекомендованным в работе /17/.

$$V_0 = 53.3 \text{ МэВ}, \quad \eta = 0.63.$$

$$R_0 = 1.24 A^{1/3} \text{ Фм}, \quad \alpha = 1.587 \text{ Фм}^{-1}. \quad /42/$$

Одночастичный базис и соответствующие матричные элементы вычислялись с помощью методов, развитых в работах /18/, и полнота базиса контролировалась по правилу сумм. Во всех расчетах обеспечивалось выполнение условия /35/ с точностью до нескольких процентов. Параметр  $\eta$ , определяющий величину изовекторной компоненты среднего поля, в различных вариантах расчетов несколько варьировался, чтобы в определенной мере компенсировать неточности простейшей аппроксимации само-согласованного потенциала.

Результаты расчетов интегральных характеристик гигантского дипольного резонанса для ряда ядер представлены в таблице. Приведенные в таблице параметры "жесткости" изоскалярного  $\Gamma_0$  и изовекторного  $\Gamma_1$ , потенциалов связаны с величинами  $\gamma_0$  и  $\gamma_1$  соотношением

$$\Gamma_i = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{\hbar}{m} \right)^2 \gamma_i. \quad /43/$$

Константы дипольного взаимодействия и интегральные характеристики гигантского дипольного резонанса

| Ядро              | $\eta$ | $t$ ,<br>МэВ | $\Gamma_0$ ,<br>МэВ <sup>2</sup> | $\Gamma_1$ ,<br>МэВ <sup>2</sup> | $\chi_1/\chi_0$ | $E_{max}$ ,<br>МэВ | $W$ ,<br>МэВ | $\sigma_{-1}$ ,<br>мб | $\sigma_{-2}$ ,<br>мб/МэВ | Эксперимент <sup>20/</sup> |                   |
|-------------------|--------|--------------|----------------------------------|----------------------------------|-----------------|--------------------|--------------|-----------------------|---------------------------|----------------------------|-------------------|
|                   |        |              |                                  |                                  |                 |                    |              |                       |                           | $E_{max}$ ,<br>МэВ         | $W$ ,<br>МэВ      |
| <sup>55</sup> Ni  | 0,63   | 0            | 747,9                            | 0,26                             | 1,38            | 17,8               | 2,35         | 49,4                  | 2,9                       | 17,0                       | 6 ÷ 3β)           |
|                   |        | 1            | 744,5                            | 0,57                             | 0,62            | 14,7               | 1,96         | 59,1                  | 4,2                       |                            |                   |
| <sup>64</sup> Zn  | 0,7    | 0            | 769,6                            | 1,48                             | 1,00            | 15,7               | 2,26         | 61,3                  | 4,1                       | 16,7                       | 6,9 <sup>4)</sup> |
|                   |        | 1            | 785,5                            | 1,51                             | 1,00            | 15,9               | 2,26         | 60,7                  | 4,0                       |                            |                   |
| <sup>66</sup> Zn  | 0,7    | 0            | 791,0                            | 3,11                             | 1,03            | 16,0               | 2,23         | 59,4                  | 3,9                       | 16,7                       | 6,9 <sup>4)</sup> |
|                   |        | 1            | 797,8                            | 2,63                             | 1,23            | 16,7               | 2,44         | 59,6                  | 3,8                       |                            |                   |
| <sup>68</sup> Zn  | 0,7    | 0            | 810,5                            | 5,33                             | 1,03            | 15,8               | 2,35         | 63,7                  | 4,2                       | 16,7                       | 6,9 <sup>4)</sup> |
|                   |        | 1            | 808,0                            | 4,05                             | 1,35            | 17,0               | 2,58         | 60,0                  | 3,8                       |                            |                   |
| <sup>70</sup> Zn  | 0,7    | 0            | 809,6                            | 6,31                             | 1,28            | 16,5               | 2,58         | 63,4                  | 4,1                       | 16,7                       | 6,9 <sup>4)</sup> |
|                   |        | 1            | 816,1                            | 5,76                             | 1,42            | 17,1               | 2,69         | 61,1                  | 3,8                       |                            |                   |
| <sup>90</sup> Zr  | 0,7    | 0            | 983,6                            | 9,00                             | 0,66            | 13,7               | 2,37         | 100,0                 | 7,8                       | 16,8                       | 4,0               |
|                   |        | 1            | 978,7                            | 7,40                             | 0,80            | 14,2               | 2,53         | 96,0                  | 7,2                       |                            |                   |
| <sup>90</sup> Zr  | 0,9    | 0            | 979,1                            | 10,60                            | 0,92            | 14,7               | 2,61         | 92,5                  | 6,7                       | 16,8                       | 4,0               |
|                   |        | 1            | 973,7                            | 8,40                             | 1,15            | 15,5               | 2,84         | 87,9                  | 6,1                       |                            |                   |
| <sup>92</sup> Zr  | 0,9    | 0            | 957,0                            | 10,50                            | 1,26            | 15,8               | 2,83         | 85,1                  | 5,8                       | 16,3                       | 4,7               |
|                   |        | 1            | 964,6                            | 9,20                             | 1,44            | 16,4               | 3,03         | 82,5                  | 5,5                       |                            |                   |
| <sup>208</sup> Pb | 0,63   | 0            | 1644,4                           | 32,7                             | 0,89            | 12,3               | 3,85         | 269,5                 | 26,2                      | 13,4                       | 4,0               |
|                   |        | 1            | 1636,9                           | 31,6                             | 0,92            | 12,5               | 3,90         | 257,5                 | 24,7                      |                            |                   |
|                   |        | 2            | 1598,6                           | 28,4                             | 1,00            | 12,6               | 3,93         | 257,5                 | 24,5                      |                            |                   |

3) данные из работы<sup>21/</sup>;

4) экспериментальные данные для ядра <sup>62</sup>Ca.

Используя соотношение /38/, для параметра  $\Gamma_0$  получим оценки: 664 МэВ<sup>2</sup> и 1556 МэВ<sup>2</sup> для ядер <sup>58</sup>Ni и <sup>208</sup>Pb соответственно. Сравнивая эти цифры с результатами численных расчетов  $\Gamma_0$ , можно видеть, что простая квазиклассическая оценка хорошо описывает величину параметра жесткости изоскалярного потенциала и его зависимость от массового числа. Отклонения от этой оценки обусловлены главным образом вкладом спин-орбитальной компоненты одночастичного потенциала, не учитываемой при выводе соотношения /38/. Температурные изменения параметра  $\Gamma_0$  весьма малы, и в рассматриваемом диапазоне температур они не отражаются сколь-нибудь существенным образом на интегральных характеристиках гигантского резонанса. В то же время отличия результатов численных расчетов параметра  $\Gamma_1$  и отношения констант  $\chi_1/\chi_0$  от простых оценок /39/ и /41/ проявляются значительно сильнее, особенно для более легких ядер. Отношение  $\chi_1/\chi_0$  для таких ядер может существенно изменяться с температурой /см. таблицу/. Отметим, что для рассматриваемых ядер температура 1 МэВ примерно соответствует энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона.

Приведенные в таблице расчетные значения энергии  $E_{max}$  и интегральной ширины  $W$  гигантского резонанса определены на основе соотношений

$$E_{max} = (\sigma_{+2}/\sigma_0)^{1/2},$$

$$W = [\sigma_{+2}/\sigma_0 - (\sigma_{+1}/\sigma_0)^2]^{1/2}.$$

/44/

Сравнивая результаты расчетов  $E_{max}$  с экспериментальными данными о положении максимума E1-резонанса<sup>20/</sup>, можно видеть, что в тяжелых ядрах описание наблюдаемых величин достигается при значениях параметра  $\eta$ , близких к традиционно используемому /42/. Некоторое увеличение параметра  $\eta$ , которое необходимо для описания экспериментальных значений  $E_{max}$  в более легких ядрах, по-видимому, означает, что аппроксимация /36/ в легких ядрах является слишком грубой и изовекторный потенциал в них убывает медленнее с уменьшением  $N - Z$ . С другой стороны, положение максимума E2-резонанса может измениться при включении других остаточных

взаимодействий, например зависящих от спина, которые в данной работе не учитывались.

На рис. 1 и 2 показаны результаты расчетов спектрального распределения приведенной вероятности E1-переходов в ядрах  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{208}\text{Pb}$  для различных температур. Можно видеть, что нагрев приводит к несколько более равномерному распределению интенсивности переходов в области гигантского резонанса, но этот эффект может частично компенсироваться температурными изменениями константы изовекторных сил /см. таблицу/ и соответствующим сдвигом гигантского резонанса. Следует отметить, что температурные изменения отношения констант

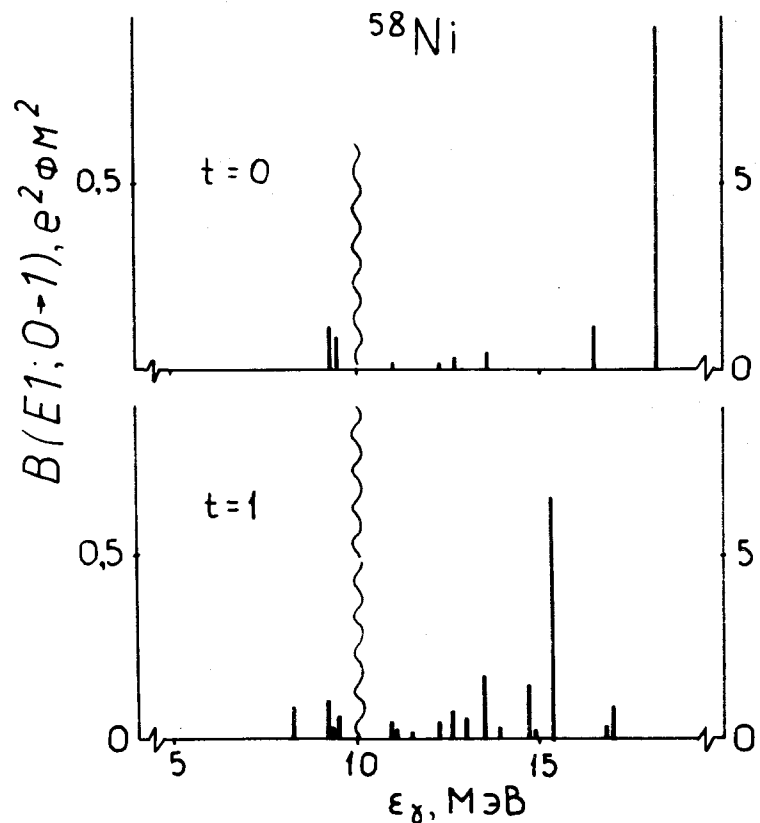


Рис. 1. Спектральное распределение вероятности поглощения гамма-квантов в ядре  $^{58}\text{Ni}$  при температуре  $t=0$  и  $t=1$  МэВ. Шкала ординат слева от линии разреза ( $\sim$ ) в 10 раз меньше, чем справа.

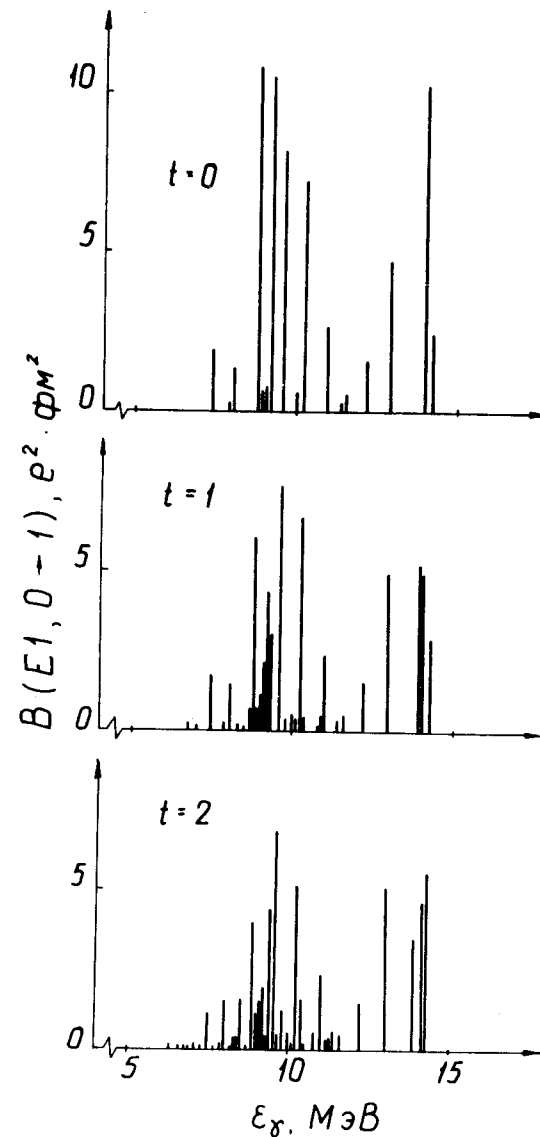


Рис. 2. Спектральное распределение вероятности поглощения гамма-квантов в ядре  $^{208}\text{Pb}$  при различных температурах.

взаимодействий  $\chi_1/\chi_0$  не имеют однозначного характера и зависят от степени заполнения оболочек в различных ядрах. В результате температурные сдвиги энергии максимума  $E_1$ -резонанса, например в  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , оказываются противоположного знака. В целом температурные эффекты в тяжелых ядрах менее заметны, чем в легких /см. рис. 1 и 2/.

Вычисленные значения интегральных ширин резонанса оказываются порядка 2-4 МэВ /см. таблицу/, т.е. уже в приближении СФ самосогласованная модель дает разумную основу для объяснения наблюдаемой ширины гигантского резонанса. В частности, для  $^{208}\text{Pb}$  теоретическое значение  $W$  очень близко к экспериментальному. Отметим при этом важную роль самосогласования. Действительно, если не проводить самосогласования изовекторных и кулоновских сил, а использовать лишь трансляционно-инвариантную модель /6,19/, то расчетные значения интегральной ширины оказываются на 40-50% меньше /например, 1,56 МэВ в  $^{66}\text{Zn}$ , 1,66 МэВ в  $^{90}\text{Zr}$  и 2,37 МэВ в  $^{208}\text{Pb}$ /. Таким образом, при использовании достаточно реалистических эффективных сил наблюдаемые ширины дипольных гигантских резонансов получают объяснение уже в рамках гармонического приближения. Можно ожидать, что восстановление трансляционной инвариантности спин-орбитальной компоненты потенциала, а также учет галилеево-инвариантных парных корреляций /8/ приведут к улучшению согласия расчетных ширин с экспериментом и для тяжелых немагических ядер. Расхождение расчетных значений ширины  $W$  с экспериментальными данными /см. таблицу/ для более легких ядер отражает необходимость учета ширины базисных одночастичных состояний, лежащих в непрерывном спектре. Именно этот механизм возникновения ширины гигантского резонанса является определяющим в наиболее легких ядрах /22/.

При анализе экспериментальных данных по радиационным силовым функциям и спектрам радиационных переходов в высоковозбужденных ядрах в настоящее время широко используется гипотеза Бринка о независимости сечений фотопоглощения от энергии возбуждения ядра /2,3/. На возможность существования отклонений от этой гипотезы уже обращалось внимание в работах /4/, и представленные выше результаты расчетов демонстрируют величину ожидаемых изменений энергии и ширины

гигантского резонанса при различных температурах и соответствующих энергиях возбуждения ядра.

Важно отметить, что для анализа экспериментальных данных могут быть существенны не только интегральные характеристики гигантского резонанса, но и спектральная интенсивность гамма-переходов, локализованная в области энергий  $\epsilon_\gamma \leq 8$  МэВ. Хотя вклад таких переходов в интегральное правило сумм может быть весьма мал, по-видимому, именно они ответственны за аномалии жесткой части спектров гамма-лучей, наблюдаемые в околomagических ядрах /3,23/. Анализ, выполненный в работе /23/, показал, что для объяснения этих аномалий интенсивность "пигми"-резонанса, т.е. переходов, локализованных при энергии гамма-квантов  $\sim 6$  МэВ, должна составлять 1-1,5% от правила сумм. Результаты расчетов спектральной интенсивности дипольных переходов на "хвосте" гигантского резонанса показаны в увеличенном масштабе для ядра  $^{58}\text{Ni}$  на рис. 1 и для ядра  $^{208}\text{Pb}$  на рис. 3. Теоретическая оценка интенсивности "низкоэнергетических" переходов, соответствующих "пигми"-резонансу, оказывается достаточно близкой к экспериментальной /1,2% от  $\sigma_0$  для ядра  $^{58}\text{Ni}$  и 1,7% для ядра  $^{208}\text{Pb}$  /, но их положение несколько сдвинуто в сторону более высоких энергий. Представленные на рис. 1 и 3 результаты расчетов демонстрируют ожидаемые температурные изменения интенсивности таких переходов. При анализе "хвоста" гигантского резонанса интерес представляют не только переходы, локализованные в сравнительно узком диапазоне энергий, но и интегральный вклад в дипольное правило сумм всех переходов с энергией ниже заданной. Результаты расчетов такого вклада в ядре  $^{208}\text{Pb}$  показаны на рис. 4. Относительный вклад гамма-переходов на связанные уровни / $\epsilon_\gamma < 7,4$  МэВ/ оказался равным 0,6%, 0,8% и 1,4%  $\sigma_0$  при  $t = 0, 1$  и  $2$  МэВ соответственно. Экспериментальные оценки /24, 25/ оказываются  $\approx 1,4\%$   $\sigma_0$ . Интегральный вклад всех переходов с  $\epsilon_\gamma \leq 8$  МэВ в  $\sigma_0$  практически не зависит от температуры и составляет  $\approx 3\%$ , что сравнимо с экспериментальной оценкой  $\approx 2\%$  /25/.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построенная в данной работе самосогласованная теория гигантского дипольного резонанса позволяет, как минимум,

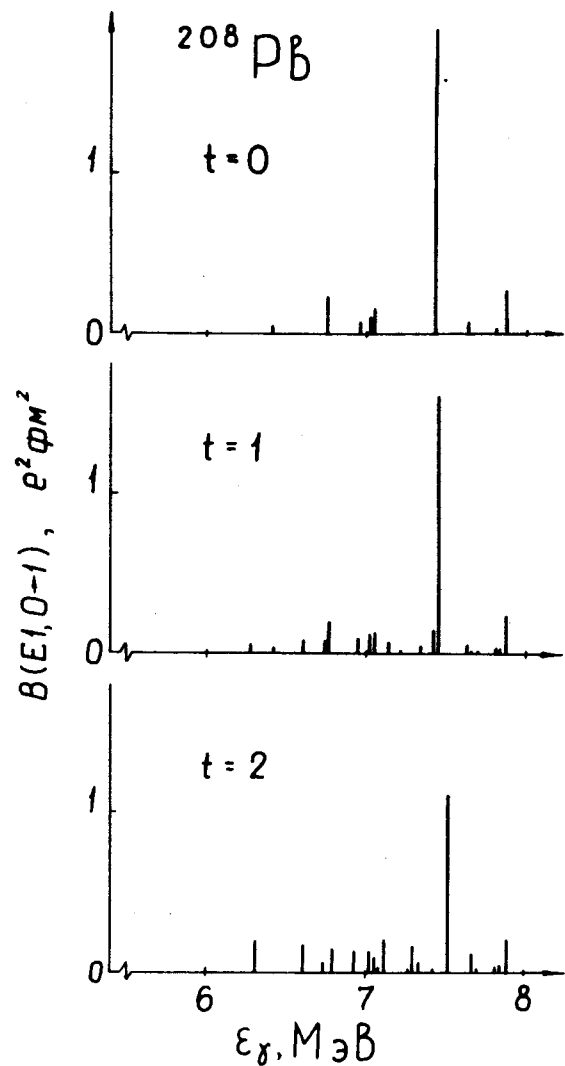


Рис. 3. Низкоэнергетическая область рис. 2 в увеличенном масштабе.

отказаться от произвола в выборе силовых параметров взаимодействий. Вплоть до настоящего времени во многих работах по микроскопическому описанию коллективных возбуждений ядер силовые параметры выбираются путем подгонки к соответствующим экспериментальным данным. Это приводит к тому, что

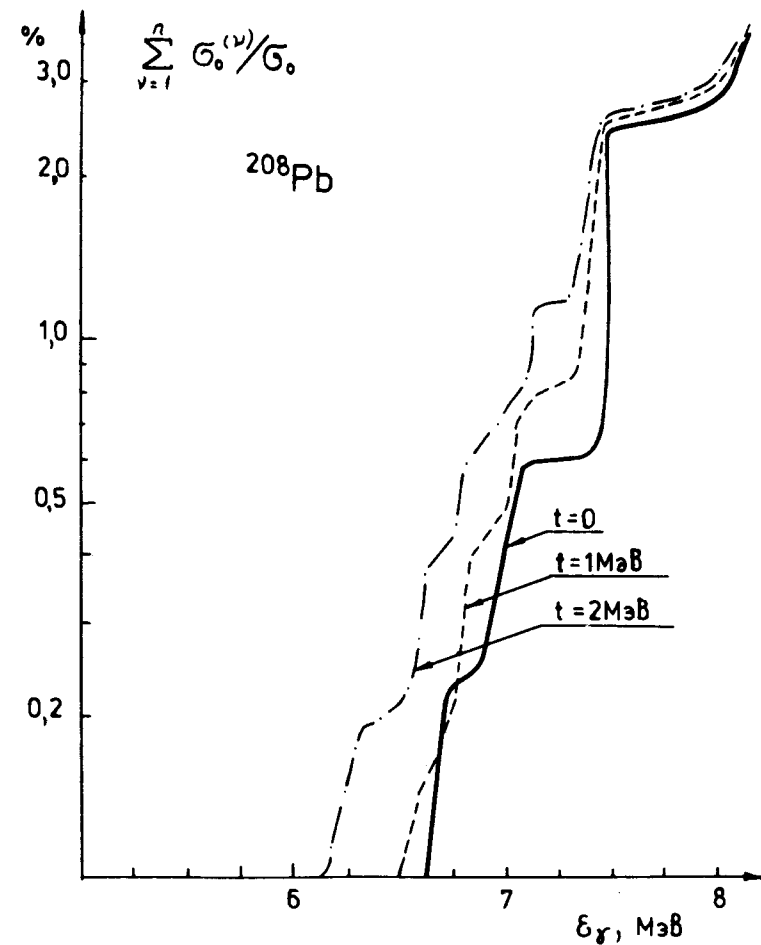


Рис. 4. Энергетическая зависимость относительного вклада "низкоэнергетических" гамма-переходов в дипольное правило сумм для различных температур.

теория может объяснить любые экспериментальные данные, но надежность предсказания еще не исследованных явлений невелика. Эти недостатки несамосогласованной теории наиболее остро ощущаются для высоковозбужденных /нагретых/ ядер, где отсутствует прямая экспериментальная информация о коллективных возбуждениях. Поэтому учет условий согласования при построении микроскопического описания свойств высоковозбужденных ядер является особенно важным.

Полученные в самосогласованном подходе оценки температурных изменений характеристик гигантского дипольного резонанса демонстрируют отличие сечений фотопоглощения в холодном и высоковозбужденном ядре. Последнее сечение, которое часто называют также сечением обратной реакции, является одной из главных компонент статистического описания радиационных переходов в высоковозбужденных ядрах. Поэтому экспериментальная проверка предсказываемого теорией различия сечений прямой и обратной реакции представляла бы значительный интерес как для развития наших представлений о коллективных эффектах в высоковозбужденных ядрах, так и для взаимосогласованного анализа имеющейся совокупности экспериментальных данных о радиационных переходах.

В заключение авторы выражают признательность Р.М. Ямалееву за помощь в проведении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Блаунт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИЛ., М., 1954, гл.12.
2. Bollinger L.M. *Nuclear Structure*, IAEA, Vienna, 1968, p.317.
3. Bartholomew G.A. e.a. *Advancies in Nuclear Physics*. Plenum Press, N.Y., 1974, v.7, p.229.
4. Игнатюк А.В. Препринт ФЭИ/528, Обнинск, 1974; Блохин А.И., Игнатюк А.В. Проблемы ядерной физики и космических лучей. Изд-во "Вища школа", Харьков, 1977, вып. 7, с.100.
5. Пятов Н.И. ОИЯИ, P4-8208, P4-8380, Дубна, 1974.
6. Pyatov N.I., Salatov D.I. *Nukleonika*, 1977, 22, p.127.
7. Пятов Н.И., Базнат М.И. ОИЯИ, Дб-11574, Дубна, 1978, с.26.
8. Belyaev S.T. *Nuclear Structure*, IAEA, Vienna, 1968, p.155.
9. Rowe D.J. *Phys. Rev.*, 1967, 162, p.886; Kumar K., Sorensen B. *Nucl.Phys.*, 1970, A146, p.1.
10. Birbrair B.L. *Phys. Lett.*, 1973, 46B, p.152; Бирбраир Б.Л., Садовникова В.А. ЯФ, 1974, 20, с.645.
11. Фаянс С.А., Ходель В.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, с.633; Саперштейн Э.Г., Фаянс С.А., Ходель В.А. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 221.
12. Блохин А.И., Игнатюк А.В. Проблемы ядерной физики и космических лучей. Изд-во "Вища школа", Харьков, 1977, вып. 7, с.111.

13. Игнатюк А.В. ЯФ, 1975, 21, с.20. Блохин А.И., Игнатюк А.В. ЯФ, 1976, 23, с.293.
14. Ignatyuk A.V. *Use of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evolution*, IAEA, Vienna, 1976, v.1, p.211.
15. Thouless D.J. *Nucl.Phys.*, 1961, 22, p.78; Thouless D.J., Valatin J.G. *Nucl.Phys.*, 1962, 31, p.211; Marshalek E.R., Weneser J. *Ann.Phys.*, 1969, 53, p.569.
16. Игнатюк А.В. Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ. Ленинград, 1978, т.2.
17. Ченурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с.955.
18. Bang J. e.a. *Nucl.Phys.*, 1976, A261, p.59; Гиззаткулов М.Х., Пузынин И.В., Ямалеев Р.М. ОИЯИ, P11-10029, Дубна, 1976.
19. Базнат М.И. и др. ОИЯИ, P4-10953, Дубна, 1977.
20. Berman B.L., Fultz S.C. *Rev.Mod.Phys.*, 1975, 47, p.713.
21. Хаастунов В.М. и др. ЯФ, 1977, 25, с.921.
22. Bertsch G.F., Tsai S.F. *Phys. Rep.*, 1975, 18, p.125.
23. Brzosko J.S. e.a. *Can.J.Phys.*, 1969, 47, p.2849.
24. Coope D.F., Cannell L.E., Brussel M.K. *Phys. Rev.*, 1977, C15, p.1977.
25. Raman S. *Invited paper presented at the Third. Int. Symp. Neutron Capture Gamma-Ray Spectr. and Related Topics*, Sept. 1978, BNL, Upton, USA.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 ноября 1978 года.