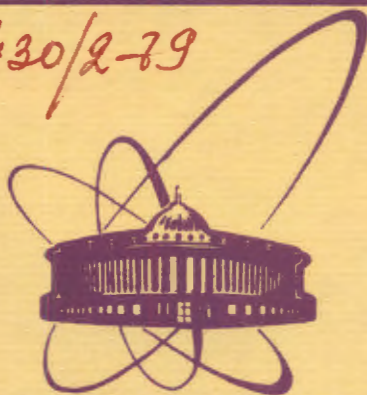


3/1x-79

3430/2-79



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Б-176

P4 - 12392

М.И.Базнат, Н.И.Пятов, В.М.Шилов

ПЕРЕХОДНЫЕ ПЛОТНОСТИ
И ЭЛЕКТРОВОЗБУЖДЕНИЕ
ДИПОЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

1979

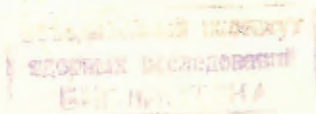
P4 - 12392

М.И.Базнат,* Н.И.Пятов, В.М.Шилов

ПЕРЕХОДНЫЕ ПЛОТНОСТИ
И ЭЛЕКТРОВЗБУЖДЕНИЕ
ДИПОЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Направлено в ЯФ

* Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев



Переходные плотности и электровозбуждение дипольных состояний ядер

В рамках самосогласованного микроскопического подхода вычислены переходные плотности для дипольных возбуждений сферических ядер. Показано, что с ростом энергии возбуждений переходная плотность меняет свою форму от объемной /ниже максимума E1-резонанса/ к поверхностной /в области максимума/. Для высокоэнергетических возбуждений переходная плотность характеризуется глубоководными осцилляциями /звуковые волны/. Расчеты в методе искаженных волн показали, что вариации переходной плотности в средних и тяжелых ядрах существенно влияют на поведение формфакторов электровозбуждения гигантского дипольного резонанса. Полученные результаты качественно согласуются с выводами феноменологической капельной модели.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Transition Densities and Electroexcitation of the Nuclear Dipole States

The transition densities for the dipole excitations of spherical nuclei are calculated in the framework of self-consistent microscopic approach. It is found that in medium and heavy nuclei the transition density for the giant-resonance states varies from volume oscillations (SJ-like shape) to the surface peaked shape (GT-like shape) with increasing the excitation energy. The deep-volume oscillations are characteristic for the transition density of high energy excitations. The form factors for the inelastic electron scattering were calculated in DWBA. It is shown that the variation of the transition density affects essentially the calculated form factors. The results obtained are consistent with the qualitative features of the giant dipole resonance in the droplet model.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по неупругому рассеянию электронов являются важным источником информации о ядерных мультипольных гигантских резонансах. Поскольку резонансы различных мультипольностей зачастую перекрываются, то возникает проблема разложения экспериментальных спектров по мультиполям. В частности, при изучении квадрупольного и монопольного изоскалярных резонансов важно аккуратно отделить вклад гигантского дипольного резонанса.

Проведение мультипольного анализа требует задания формфакторов неупругого рассеяния $F(q)$, существенно зависящих от вида зарядовой переходной плотности $\rho_{tr}(r)$ /см., например, ^{1/}/. В макроскопических моделях E1-резонанс рассматривается как единственное коллективное возбуждение с переходной плотностью Гольдгабера-Теллера /ГТ/ ^{2/}

$$\rho_{tr}^{GT}(r) = \text{const} \cdot d\rho_0(r)/dr \quad /1/$$

или Штейнведеля-Иенсена /ШИ/ ^{3/}

$$\rho_{tr}^{SJ}(r) = \text{const} \cdot j_1(kr)\rho_0(r), \quad /2/$$

где $\rho_0(r)$ - распределение зарядовой плотности в основном состоянии, $j_1(kr)$ - функция Бесселя, в которой величина k определяется граничным условием $j_1'(kR_0)=0$. Переходная плотность ^{1/} характеризуется пиком на поверхности, в то время как ^{2/} имеет объемный характер. Это различие приводит к заметному отличию формфакторов $F(q)$ при $q \geq 0,3 \text{ Фм}^{-1}$, если константы в переходных плотностях подобрать так, чтобы совпали значения приведенных вероятностей E1-переходов

$$B(E1) = |e \int \rho_{tr}(r) r^3 dr|^2. \quad /3/$$

Из-за неопределенности в выборе $\rho_{tr}(r)$ высказывались сомнения в достоверности наблюдения монопольного резонанса в (e,e') -экспериментах ^{4/}.

Предпринимались попытки получить дополнительные сведения о характере переходной плотности $E1$ -резонанса. Так, некоторые свидетельства в пользу поверхностной переходной плотности получены из обобщенных правил сумм^{/5/}. В капельной модели^{/6/} переходная плотность описывается линейной суперпозицией $/1/$ и $/2/$, причем в легких ядрах доминирует $\rho_{tr}^{GT}(r)$. Вклад $\rho_{tr}^{SJ}(r)$ растет с ростом A и сравнивается с вкладом поверхностной плотности только в очень тяжелых ядрах.

В связи с неопределенностями формы переходной плотности в макроскопических моделях особый интерес приобретает исследование вида переходной плотности $E1$ -резонанса в микроскопических подходах. В микроскопическом описании гигантский резонанс формируется совокупностью частично-дырочных $/или$ фононных $/1^-$ возбуждений, характеризующихся большими значениями $B(E1)$. В сферических ядрах, как правило, получают 2-3 сильных $E1$ -перехода в области максимума резонанса, для которых переходная плотность имеет пик на поверхности и небольшие осцилляции в объеме $/см.$, например, $/7-9/$. В работе^{/8/} отмечалось, что в ^{208}Pb имеются также 1^- возбуждения с объемной переходной плотностью, но их вклад в правило сумм $/интегральное сечение фотовозбуждения/$ не превышает 20%. Систематического исследования характера переходной плотности в различных ядрах в микроскопических подходах до сих пор не проводилось.

Данная работа посвящена изучению переходных плотностей 1^- возбуждений ядер в рамках самосогласованного микроскопического подхода, сформулированного в работах^{/10-12/}. Детальное описание модели и результаты расчетов интегральных характеристик $E1$ -резонанса даны в работе^{/12/}. Ниже обсуждаются результаты расчетов переходных плотностей и факторов неупругого рассеяния электронов на ядрах.

2. ПЕРЕХОДНЫЕ ПЛОТНОСТИ И ФОРМФАКТОРЫ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

В самосогласованном микроскопическом подходе^{/12/} задается некоторый оболочечный потенциал, а остаточные взаимодействия выводятся из него в сепарабельной форме по принципу трансляционной инвариантности. Константы взаимодействий, зависящие от распределения плотности, получаются путем согласования взаимодействий с потенциалом, т.е. остаточные взаимодействия не содержат никаких произвольных параметров. При этом гамильтониан принимает трансляционно-инвариантную форму, что позволяет явно выделить движение

центра масс. Энергетическое положение гигантского дипольного резонанса прямо связано с энергией симметрии ядра.

В методе случайной фазы $/CF/$ гигантский дипольный резонанс формируется совокупностью фононных 1^- возбуждений с энергиями ω_i $/индекс i$ нумерует состояния $/$. Каждое возбуждение характеризуется величиной $B_i(E1)$ и связанной с ней соотношением $/3/$ переходной плотностью

$$\rho_{tr}^{(i)}(r) = \frac{1}{\sqrt{2}\omega_i} \sum_{r=n,p} e_r \sum_{n'l_j} R_{n'l_j}^*(r) R_{n'l_j}(r) \times \\ \times N_{l_j, l_j'} \Psi_{j_j}^{(1)}(p_j - p_j'). \quad /4/$$

где e_r - эффективные заряды $/N/A$ для протонов и $-Z/A$ - для нейтронов/, $R_{n'l_j}(r)$ - радиальные волновые функции одно-частичных состояний, $N_{l_j, l_j'}$ - интегралы по угловым переменным, $\Psi_{j_j}^{(1)}$ - частично-дырочные амплитуды в фононных волновых функциях $/см. определение в /11,12/$ /, p_j - числа заполнения состояний. Для различных частично-дырочных состояний произведение радиальных функций может быть локализовано в объеме ядра или на поверхности, либо иметь осцилляции по объему. Суммарный результат существенно определяется амплитудами $\Psi_{j_j}^{(1)}$. Таким образом, в принципе, в микроскопическом подходе можно ожидать всего разнообразия вариаций переходной плотности для различных фононных возбуждений. Соотношение $/3/$ подчеркивает важную роль поверхностной части переходной плотности. Поэтому можно ожидать, что состояния с большими значениями $B_i(E1)$ будут характеризоваться пиком на поверхности $/что не исключает, однако, возможности объемных осцилляций/$.

Изотопический спин для рассматриваемых состояний не сохраняется. В случае приближенного сохранения изоспина нейтронная и протонная части переходной плотности $/без$ эффективных зарядов/ складываются либо в фазе $/изоскалярные$ возбуждения/, либо в противофазе $/изовекторные$ возбуждения/.

Связь между формфактором неупругого рассеяния электронов с возбуждением однофононного состояния и соответствующей ему переходной плотностью проще всего проследить в борновском приближении

$$|F_1(q)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \left| \int \rho_{tr}^{(i)}(r) j_1(qr) r^2 dr \right|^2. \quad /5/$$

где q - передаваемый импульс. Заметим, что функция Бесселя $j_1(qr)$ имеет первый максимум при $qr \approx 2,1$. Значит, при малых значениях $q \ll 1 \text{ фм}^{-1}$ существенную роль играет поведение ρ_{tr} на поверхности. При $q \gg 1 \text{ фм}^{-1}$ определяющим становится поведение переходной плотности в объеме ядра. Положение первого максимума $|F_1(q)|^2$, таким образом, определяется характером переходной плотности. В случае поверхностной переходной плотности ГТ-типа максимум $|F_1(q)|^2$ достигается при меньших q , чем в случае объемной переходной плотности.

Суммарный вклад всех фоновых возбуждений на ширине резонанса определяет полные значения $|F(q)|^2$ и $B(E1)$. Если все они имеют одинаковую переходную плотность, то $|F(q)|^2$ и $B(E1)$ пропорциональны друг другу. В противном случае это приближенно справедливо только при малых q . С ростом q все больший вклад в формфактор будут давать возбуждения с малыми $B(E1)$ и объемной переходной плотностью.

3. РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численные расчеты проводились с потенциалом Вудса-Саксона^{/13/}. Метод вычисления одночастичного базиса и программа расчетов содержатся в работах^{/14,15/}. Конкретные значения параметров потенциала для различных ядер приведены в работе^{/12/}. Там же приведены типичные спектры фоновых 1^- возбуждений, вычисленные в методе СФ.

Характерной особенностью самосогласованного описания является то, что в нем сила $E1$ -переходов в средних и тяжелых ядрах не концентрируется на 1-2 состояниях, а распределяется по энергетическому спектру в интервале, примерно соответствующем ширине резонанса^{/11,12/}. Однако возбуждения даже с близкими значениями $B_i(E1)$ характеризуются существенно различными формами $\rho_{tr}^{(i)}$. Типичные примеры приведены на рис. 1 для ^{90}Zr и ^{208}Pb . Видно характерное изменение формы переходной плотности от объемной к поверхностной при возрастании энергии возбуждений /для состояний с $B_i(E1) \gtrsim 1 \text{ е}^2 \text{ фм}^2$ /. Для состояний с большими значениями $B_i(E1)$, лежащих в области максимума резонанса, переходная плотность во всех ядрах характеризуется пиком на поверхности, что совпадает с результатами других микроскопических расчетов^{/7-9/}. Более того, микроскопические расчеты фактически подтверждают справедливость переходной плотности ГТ-типа /1/ для таких состояний. Для иллюстрации этого утверж-

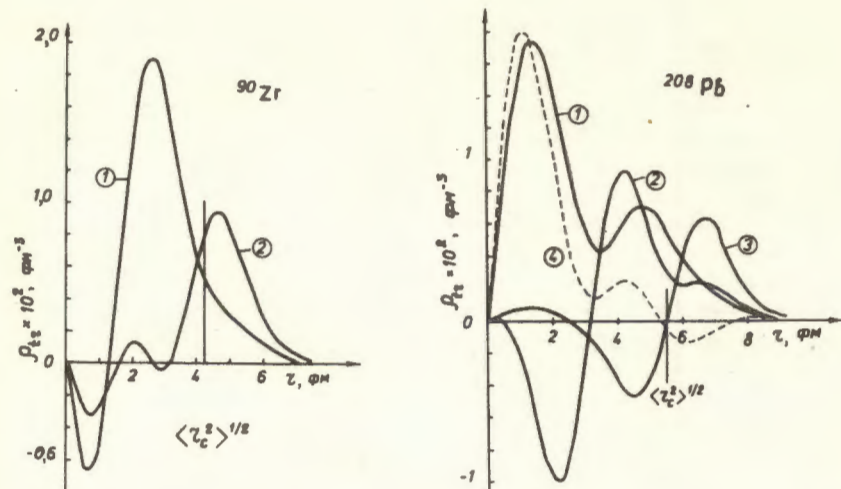


Рис.1. Переходные плотности для ряда 1^- возбуждений в ^{90}Zr и ^{208}Pb . Каждое состояние характеризуется энергией ω , значением $B(E1)$ и величиной вклада в интегральное сечение фото-возбуждения σ_0 .

^{90}Zr :	1/	$\omega = 12,3 \text{ МэВ}$, $B(E1) = 3,4 \text{ е}^2 \text{ фм}^2$	/13% σ_0 /;
	2/	$\omega = 15,5 \text{ МэВ}$, $B(E1) = 5,5 \text{ е}^2 \text{ фм}^2$	/26% σ_0 /;
^{208}Pb :	1/	$\omega = 9,2 \text{ МэВ}$, $B(E1) = 10,6 \text{ е}^2 \text{ фм}^2$	/13% σ_0 /;
	2/	$\omega = 10,2 \text{ МэВ}$, $B(E1) = 7,1 \text{ е}^2 \text{ фм}^2$	/10% σ_0 /;
	3/	$\omega = 14 \text{ МэВ}$, $B(E1) = 10,3 \text{ е}^2 \text{ фм}^2$	/20% σ_0 /;
	4/	$\omega = 23,2 \text{ МэВ}$, $B(E1) = 8 \cdot 10^{-3} \text{ е}^2 \text{ фм}^2$	/0,026% σ_0 /;

$\langle r_c^2 \rangle^{1/2}$ - величина среднеквадратичного радиуса распределения заряда.

дения на рис. 2 показаны переходная плотность для состояния с наибольшим значением $B_i(E1)$, разложенная на нейтронную и протонную компоненты, и оболочечное распределение плотности протонов в основном состоянии ^{140}Ce . Легко видеть, что форма протонной переходной плотности качественно отражает ход производной от зарядовой плотности $\rho_p(r)$. Однако еще раз подчеркнем, что это справедливо лишь для состояний с наибольшими значениями $B_i(E1)$ в области максимума гигантского резонанса.

Как видно из рис. 2, нейтронная и протонная переходные плотности различны по знаку в поверхностной области, что свидетельствует об изовекторном характере возбуждения.

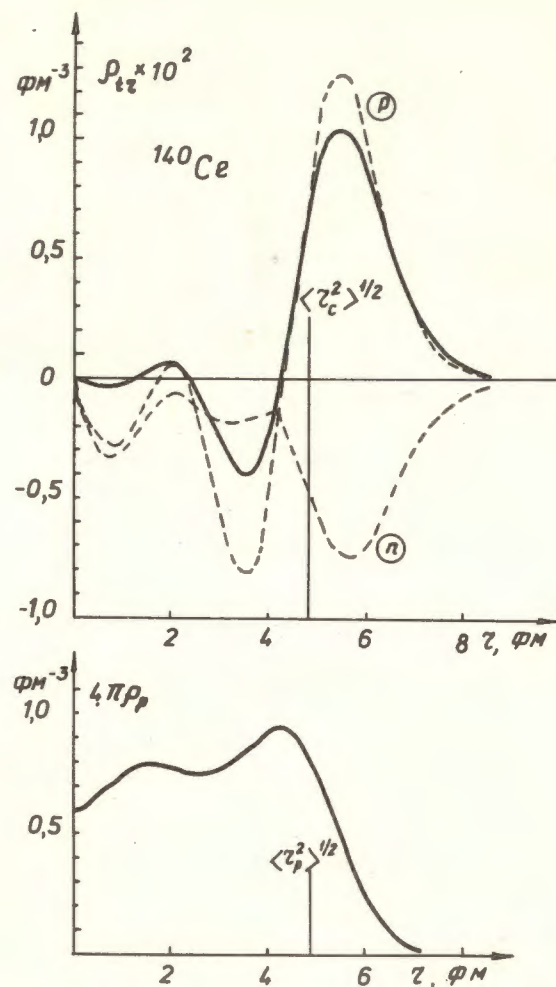


Рис.2. Вверху: переходная плотность /сплошная линия/ для состояний с $\omega = 15,1$ МэВ и $B(E1) = 16,6$ $e^2 \text{fm}^2$ в ^{140}Ce , разложенная на нейтронную и протонную компоненты /пунктирные линии/; $\langle r_c^2 \rangle^{1/2} = 4,88$ фм - экспериментальное значение /18/ среднеквадратичного зарядового радиуса. Внизу: оболочечное распределение плотности протонов в основном состоянии ^{140}Ce . Вычисленное с ним значение среднеквадратичного радиуса протонов

$$\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 4,87 \text{ фм.}$$

Аналогичное свойство наблюдается практически для всех фоновых состояний с $B(E1) \gg 1$ $e^2 \text{fm}^2$, формирующих гигантский резонанс. Однако в высокоэнергетической области при энергии порядка $80 \cdot A^{-0,23}$ МэВ появляются группы состояний с изоскалярной переходной плотностью*, имеющей осцилляции глубоко в объеме ядра, которые характеризуются очень малыми значениями $B_1(E1) \leq 10^{-2}$ $e^2 \text{fm}^2$. Типичный пример показан на рис. 1 для ядра ^{208}Pb /пунктирная линия/. Появление таких состояний отмечалось в работе /17/, в которой они интерпретируются как состояния изоскалярного дипольного резонанса. В модели жидкой капли /18/ им соответствует коллективная мода сжатия /звуковые волны/, энергия которой определяется сжимаемостью ядра. Более детально свойства этих состояний будут обсуждаться в другой работе.

Итак, расчеты показали, что ниже максимума гигантского резонанса фоновые возбуждения имеют объемную переходную плотность, которая постепенно переходит в поверхностную с ростом энергии возбуждений. Такое поведение отражается на величине и форме формфактора неупругого рассеяния электронов, который вычислялся в методе искаженных волн в соответствии с программой, изложенной в работе /19/. Типичный пример показан на рис. 3 для ядра ^{140}Ce для трех состояний. Расчеты $|F_1(q)|^2$ проводились с параметрами фермиевского распределения зарядовой плотности в основном состоянии /16/. Хотя всем трем типам переходной плотности соответствует одно и то же значение $B_1(E1)$, формфакторы их заметно различаются.

Во всех средних и тяжелых ядрах вплоть до ^{208}Pb доминирует вклад в правило сумм /интегральное сечение фотовозбуждения/ состояний с поверхностной переходной плотностью, хотя вклад состояний с объемной переходной плотностью быстро растет с ростом A . Например, в ядрах ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{140}Ce и ^{208}Pb вклад объемной моды составляет соответственно $< 10\%$, $\approx 20\%$, $\approx 35\%$, $\approx 50\%$. Качественно это согласуется с выводами феноменологической капельной модели /8/. Однако в самосогласованном подходе доля состояний с объемной переходной плотностью в тяжелых ядрах получается заметно больше, чем в других микроскопических моделях.

Количество состояний с объемной переходной плотностью и их вклад в правило сумм зависят от характера остаточных взаимодействий. Чем сильнее концентрация силы $E1$ -переходов в энергетическом спектре, тем меньшую роль играют состояния с объемной переходной плотностью. При использовании изовекторных дипольных сил объемного типа/см., например, /9,10,20//,

* Авторы выражают признательность проф. Й.Шпету, обратившему наше внимание на эти состояния.

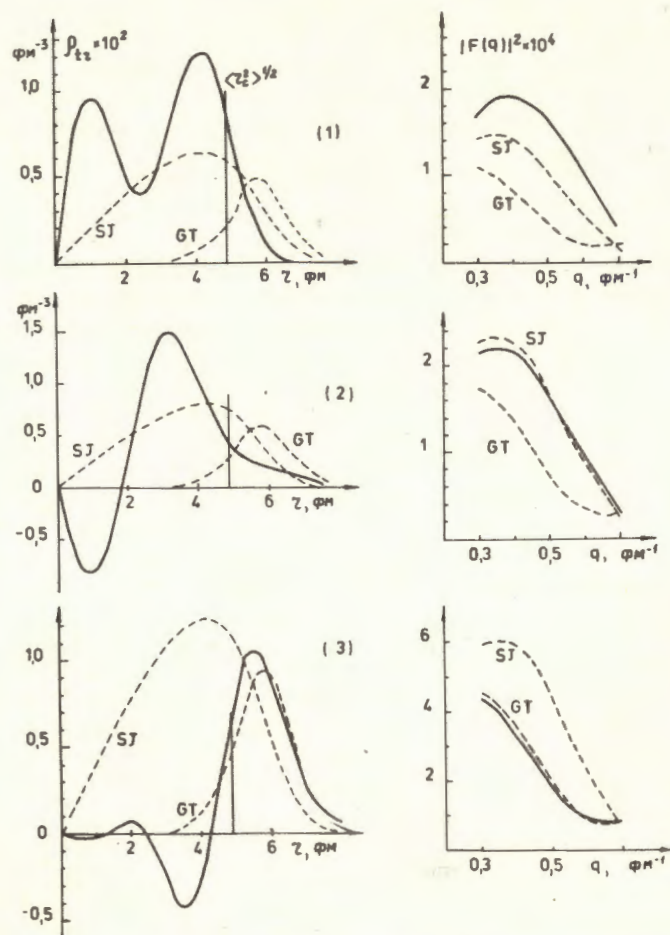


Рис.3. Переходные плотности /слева/ и соответствующие им формфакторы /справа/ неупругого рассеяния электронов с энергией 92 МэВ на ядре ^{140}Ce . Сплошные линии - микроскопические расчеты, GT и SJ соответствуют переходным плотностям /1/ и /2/. Все ρ_{tr} нормированы на одно и то же значение $B(E1)$. Показаны результаты расчетов для состояний:

- 1/ $\omega = 10,2$ МэВ, $B(E1) = 4,3 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ /9% σ_0 /
- 2/ $\omega = 11,2$ МэВ, $B(E1) = 6,7 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ /15% σ_0 /
- 3/ $\omega = 15,1$ МэВ, $B(E1) = 16,6 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ /50% σ_0 /

не согласованных с потенциалом, существенно уменьшаются как разброс силы E1-переходов по спектру возбуждений /12/, так и вклад объемной моды в правило сумм.

Влияние объемной моды на суммарный формфактор неупругого рассеяния электронов показано на рис. 4 и 5 для ядер ^{58}Ni , ^{90}Zr и ^{140}Ce . В ^{58}Ni почти вся сила E1-переходов концен-

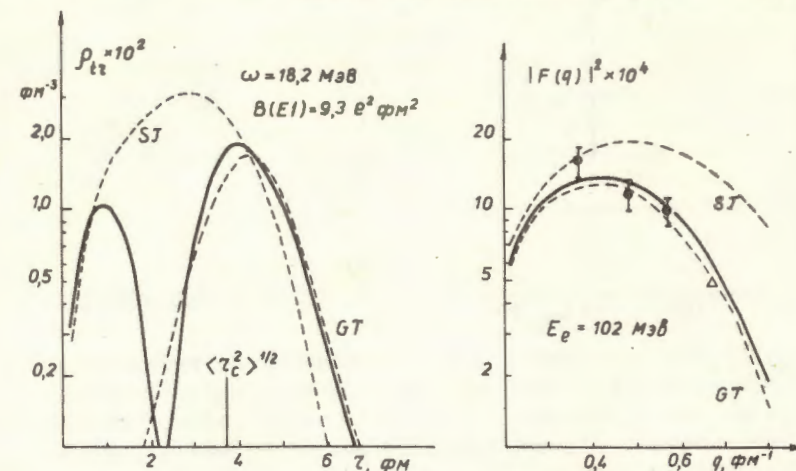


Рис.4. То же, что на рис. 3, для ядра ^{58}Ni . Расчеты проведены для состояния с энергией 18,2 МэВ и $B(E1) = 9,3 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ /80% σ_0 /. Экспериментальные данные взяты из работы /21/.

трируется на одном состоянии, для которого переходная плотность близка по форме к /1/, что отражается и на поведении формфактора. В ^{90}Zr и ^{140}Ce отступления от модели GT становятся существенными при $q \geq 0,4 \text{ fm}^{-1}$. С ростом q влияние объемной моды растет, что необходимо учитывать при мультипольном анализе экспериментальных спектров. Отметим, что в ^{140}Ce наши расчеты близки к результатам феноменологического анализа /4/ в рамках капельной модели.

Согласие расчетов с экспериментальными данными, продемонстрированное на рис. 5, не исключает возможности существования E0-резонанса вблизи гигантского дипольного резонанса, как это следует из рассеяния α -частиц /см., например /23//. Дело в том, что абсолютная величина $|F(q)|^2$ зависит от полной величины $B(E1)$ состояний в области E1-резонанса. Обычно при мультипольном анализе переходную плотность нормируют на величину $B(E1)$, извлекаемую из сечений фотоз-

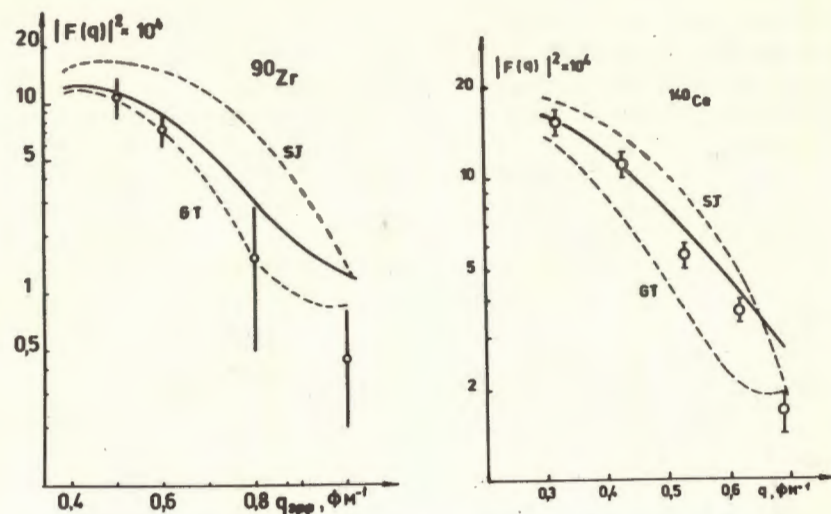


Рис. 5. Суммарные формфакторы, вычисленные с использованием микроскопических /сплошные линии/ и феноменологических /GT и SJ, см. уравнения /1/ и /2/ соответственно/ переходных плотностей. Расчеты нормированы на полные значения $B(E1) = 20,2 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ в ^{90}Zr и $43 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ в ^{140}Ce . Экспериментальные данные взяты из работ /4,22/. Величина $q_{\text{эфф}}$ определена в работе /22/.

буждений ядер. Например, в ^{140}Ce использованное значение $B(E1) = 43 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ соответствует интегральному сечению $\sigma_0 = 2,65 \text{ МэВ} \cdot \text{барн}$, которое превышает классическое правило сумм на 30%. Такая величина σ_0 получается при интегрировании по всему спектру возбуждений. При мультипольном анализе рассматривают формфактор, соответствующий определенному участку спектра возбуждений. Суммарная сила E1-переходов на таком участке спектра, очевидно, всегда будет меньше той, которая извлекается из σ_0 . Соответственно пропорционально должны уменьшаться и теоретические формфакторы. Используемая нами микроскопическая модель не включает зависящих от скорости сил, поэтому в ней интегральное сечение равно классическому пределу $\sigma_0 = 0,06 \text{ NZ/A} / \text{МэВ} \cdot \text{барн}$. Вычисленная суммарная величина $B(E1) \approx 34 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$. Если значения $|F(q)|^2$ нормировать на эту величину, то они будут примерно на 25-30% меньше, чем показанные на рис. 5, что оставляет возможность для существования E0-резонанса. Нормировка на

величину $B(E1) = 43 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ была принята нами только с целью сравнения с результатами работы /4/.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты, проведенные в микроскопической модели, показали, что форма переходной плотности для 1^- состояний на различных участках спектра возбуждений заметно меняется. Ниже максимума E1-резонанса характерной является объемная переходная плотность. Для состояний с наибольшими значениями $B_1(E1)$ в области максимума резонанса переходная плотность близка к GT-форме. В высокоэнергетической области характерны объемные осцилляции переходной плотности. Это означает, что нельзя проводить мультипольный анализ различных участков спектра возбуждений с одной и той же формой переходной плотности. С точки зрения полученных нами результатов использование переходной плотности /1/ при анализе высокоэнергетических участков спектра /например, для выделения изовекторного E2-резонанса/ вообще лишено оснований.

Конечно, все эти выводы справедливы в приближении СФ. В действительности частично-дырочные состояния будут распадаться по более сложным конфигурациям, что приведет к некоторому изменению переходных плотностей и формфакторов. Учет этого процесса, проведенный в работах /9/, показал, что связанные с ним эффекты оказываются небольшими.

В заключение авторы выражают благодарность проф. И.Шпету, В.А.Ходелю, Э.Е.Саперштейну, С.А.Фаянсу, Г.Н.Афанасьеву за полезные обсуждения, В.В.Пальчику - за помощь в проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sasao M., Torizuka Y. Phys.Rev., 1977, C15, p. 217.
2. Goldhaber M., Teller E. Phys.Rev., 1948, 74, p. 1046.
3. Steinwedel H., Jensen J.H.D., Jensen P. Phys.Rev., 1950, 79, p. 1109.
4. Pitthan R. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p. 1276.
5. Noble J.V. Ann.Phys., 1971, 67, p. 98.
6. Meyers W.D. et al. Phys.Rev., 1977, C15, p. 2032.
7. Bertsch G.F., Tsai S.F. Phys.Lett., 1974, 50B, p. 319.
8. Wambach J. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p. 1443.
9. Афанасьев Г.Н. и др. ОИЯИ, Е4-11164, Дубна, 1978.
Акулиничев С.В. и др. ЯФ, 1978, 28, с. 883.
10. Pyatov N.I., Salamov D.I. Nucleonica, 1977, 22, p. 127.
11. Базнат М.И., Игнатюк А.В., Пятов Н.И. ОИЯИ, Р4-12048, Дубна, 1978.
12. Пятов Н.И., Базнат М.И. ОИЯИ, Р4-12312, Дубна, 1979.
13. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, p. 955.
14. Bang J. et al. Nucl.Phys., 1976, A261, p. 59.
15. Гиззаткулов М.Х., Пузынин И.В., Ямалеев Р.М. ОИЯИ, Р11-10029, Дубна, 1976.
16. Engfer R. et al. At.Data and Nucl.Data Tables, 1974, 14, p. 509.
17. Wambach J., Klemm V., Speth J. Phys.Lett., 1978, 77B, p. 245.
18. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure, v. II. Benjamin W.A. Inc., New York, 1974
/Перевод: О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, "Мир", М., 1977, т. 2/.
19. Tuan S.T., Wright L.E., Onley D.S. Nucl.Instr. and Meth., 1968, 60, p. 70.
20. Petersen D.F., Veje C.J. Phys.Lett., 1967, 24B, p. 449.
21. Beachy J.S. et al. Preprint Naval Postgraduate School, Monterey, California.
22. Fukuda S., Torizuka Y. Phys.Rev.Lett., 1972, 29, p. 1109.
23. Youngblood D.H. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p. 1188.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 апреля 1979 года.