

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

2
7

1596/2-81

30/10-81

P4-80-848

В.В.Пальчик, Н.И.Пятов, С.А.Фаянс

САМОСГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ СПЕКТРА ²⁰⁸Pb

Направлено в ЯФ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

Расчеты спектра низколежащих возбуждений ^{208}Pb проводились во многих работах. Используемые для этого теоретические модели можно разделить на несамосогласованные и самосогласованные. В первых независимо выбирались феноменологический оболочечный потенциал и эффективные взаимодействия, параметры которых определялись исходя из согласия расчетных и экспериментальных энергий возбуждений. Типичные несамосогласованные расчеты проведены в работе ^{1/}. Основные их недостатки связаны с нарушением ряда симметрий /трансляционной, изотопической/, а также с ограниченностью одночастичного базиса.

В работе ^{2/} использовалось расширенное до $4h\omega$ конфигурационное пространство и зависящие от плотности эффективные силы нулевого радиуса действия, предложенные Мигдалом ^{3/}. Феноменологически введенная зависимость от плотности до некоторой степени исправила спонтанное нарушение трансляционной инвариантности оболочечного потенциала, но духовое 1^- -состояние отделялось подбором констант взаимодействий. В этих расчетах обнаружилась сильная зависимость результатов от полноты одночастичного базиса, особенно для состояний высокой мультипольности. В количественном описании выяснилась важная роль подгонки одночастичного спектра к экспериментально наблюдаемому в околomagических ядрах. Отметим, что в работе ^{2/} проведены самые детальные из выполненных до настоящего времени расчеты связанных состояний ^{208}Pb до энергии возбуждений 5 МэВ.

Спонтанное нарушение ряда симметрий одночастичным потенциалом приводит к связи эффективных взаимодействий квазичастиц с потенциалом и плотностью. Учет вытекающих из этой связи условий согласования проводился как в методе Хартри-Фока с зависящими от плотности силами ^{4-6/}, так и в теории конечных ферми-систем ^{7,8/}. Самосогласование позволило уменьшить число произвольных параметров теории, корректно выделить "духовые" состояния. Отметим, что расчеты спектров в работах ^{5-8/} проводились с учетом одночастичного континуума, что существенно повысило надежность результатов для состояний с мультипольностью $L \geq 3$. В работах ^{7/} исследовался вопрос о соотношении объемных и поверхностных компонент в коллективных амплитудах низколежащих возбуждений. Расчеты показали доминирующую роль колебаний поверхности в структуре этих возбуждений, что яви-

лось микроскопическим обоснованием вибрационной модели Бора-Моттельсона^{/9/}.

В последние годы достигнут большой прогресс в экспериментальных исследованиях ядерных связанных и резонансных состояний в широком интервале энергий возбуждения и моментов с помощью неупругого рассеяния электронов, адронов и др. Получена модельно-независимая информация о такой характеристике ядерных возбуждений, как координатная зависимость зарядовой переходной плотности, что играет важную роль в проверке теоретических моделей. Обработка получаемой информации и ее теоретическая интерпретация требуют проведения расчетов характеристик большого числа состояний различной мультипольности. Из-за сложности численных расчетов во всех вышеуказанных самосогласованных подходах такие систематические исследования пока не проводились. В данной работе мы ставим целью в какой-то мере восполнить этот пробел и провести расчеты характеристик возбужденных состояний в ^{208}Pb вплоть до порога эмиссии нейтронов /7,4 МэВ/. Исследования проведены в рамках простой самосогласованной модели, которая ранее^{/10/} использовалась для описания дипольных возбуждений.

2. МОДЕЛЬ

Основные отличия данной работы от проводившихся ранее расчетов заключаются в использовании простой самосогласованной модели с точным учетом одночастичного континуума /т.е. с полным одночастичным базисом/. Используемая самосогласованная модель основана на физическом предположении /которое достаточно надежно подтверждается на эксперименте/, что в сферических ядрах с замкнутыми оболочками имеется полоса низколежащих возбуждений поверхностного типа, у которых коллективные амплитуды /переходные потенциалы/ пропорциональны градиенту самосогласованного поля. Такая же форма переходного потенциала лежит в основе вибрационной модели Бора-Моттельсона^{/9/}. Для дипольного состояния с нулевой энергией, описывающего движение центра масс, пропорциональность коллективной амплитуды градиенту потенциала является точным следствием спонтанного нарушения трансляционной инвариантности^{/7/}. Отметим, что в отличие от вибрационной модели мы не делаем никаких априорных предположений о форме переходной плотности, которая в микроскопическом подходе определяется частично-дырочной структурой возбуждений.

В случае сферической симметрии радиальная часть коллективной амплитуды возбуждения мультипольности L с энергией ω описывается интегральным уравнением^{/3/} /для простоты пренебрегаем спиновыми силами/:

$$g_L^i(r, \omega) = \sum_k \int \mathcal{F}_L^{ik}(r, r_1) A_L^k(r_1, r_2; \omega) g_L^k(r_2, \omega) \times \\ \times r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2, \quad /1/$$

где индексы $i, k = \{n, p\}$, \mathcal{F}_L - радиальная часть L -й гармоники эффективных взаимодействий, A_L - соответствующая компонента частично-дырочного пропагатора /7/. Естественным следствием принятой нами гипотезы о пропорциональности $g_L^i \sim \partial u^i / \partial r$ является то, что в уравнение /1/ войдет только "поверхностная" компонента эффективного взаимодействия, которая приобретает сепарабельную форму:

$$\mathcal{F}_L^{ik} = \kappa_{ik}^L \frac{\partial u^i}{\partial r_1} \cdot \frac{\partial u^k}{\partial r_2}, \quad /2/$$

где u^i - ядерная часть одночастичного потенциала, κ_{ik}^L - константы. При $L=1$ эти константы определяются условием согласования /7,10/. Аналогичная форма взаимодействий предлагалась в работе /11/.

Для $L \geq 2$ условие согласования отсутствует, и для определения констант κ_{ik}^L нужны дополнительные предположения. Например, в работах /9,11/ считается, что амплитуды колебаний плотности и потенциала пропорциональны друг другу, причем координатная зависимость переходной плотности фиксируется. В результате силовые константы κ_{ik}^L оказываются не зависящими от L . Априорное предположение о форме переходной плотности, вообще говоря, неприемлемо в микроскопике, поэтому мы предпочли параметризацию констант. Наиболее экономная параметризация состоит в выборе $\kappa_{ik}^L = \kappa_{ik}^1$. Основная часть обсуждаемых ниже результатов получена именно с такими константами.

Учет кулоновского взаимодействия естественно провести также в сепарабельной форме. Для этого воспользуемся уравнением для кулоновского потенциала

$$v_c(\vec{r}) = \frac{e^2(Z-1)}{Z} \int \frac{\rho_p(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}', \quad /3/$$

где ρ_p - оболочечное распределение плотности протонов. С помощью процедуры самосогласования /см., например, /9,11/ / получим выражение для эффективного кулоновского взаимодействия

$$\mathcal{F}_L^c(r_1, r_2) = \kappa_c^L \phi_L^c(r_1) \phi_L^c(r_2), \quad /4/$$

$$\phi_L^c(r) = - \frac{3e^2(Z-1)}{(2L+1)R_0} \begin{cases} (r/R_0)^L, & r \leq R_0, \\ (R_0/r)^{L+1}, & r > R_0. \end{cases} \quad /5/$$

где

$$(\kappa_c^L)^{-1} = - \int \phi_L^c(r) \frac{\partial \rho_p}{\partial r} r^2 dr. \quad /6/$$

При выводе предполагалось равномерное распределение заряда в объеме ядра радиуса R_0 . Естественно при включении кулоновских взаимодействий в амплитуде g_L^p появляется кулоновская добавка, пропорциональная ϕ_L^c . Отметим, что в случае $L=1$

$$\phi_1^c(r) = \partial v_c / \partial r. \quad /7/$$

Согласно^{/3/} полюса уравнения /1/ с эффективными силами /2/ и /4/ определяют дискретные возбуждения ядра. Знание коллективной амплитуды g_L позволяет вычислить вероятности переходов $B(EL)$ и переходные плотности $\rho_{lr}(r)$. Необходимые формулы содержатся в работах^{/7,10/}. Метод точного учета одночастичного континуума также изложен в этих работах.

Таким образом, в рассматриваемой модели задается некоторый одночастичный потенциал, после чего формфакторы эффективных взаимодействий и силовые константы оказываются определенными. Никаких дополнительных параметров теория не содержит.

3. СПЕКТР ВОЗБУЖДЕНИЙ ^{208}Pb

Расчеты были проведены для ядра ^{208}Pb , спектр возбуждений которого в последние годы детально исследован с помощью неупругого рассеяния электронов и адронов^{/12-16/}. В качестве исходного использован стандартный потенциал Вудса-Саксона^{/17/}. Глубина потенциальной ямы варьировалась для различных (l, j) примерно в пределах 1 МэВ, так, чтобы воспроизвести экспериментально наблюдаемые спектры возбуждений вблизи поверхности Ферми в соседних нечетных ядрах /см., например, ^{/18/}/. Такая процедура подгонки играет важную роль, так как энергии и свойства низколежащих возбуждений существенно определяются положением и квантовыми характеристиками частично-дырочных состояний, входящих в пропагатор.

Мы уже отмечали, что используемая здесь самосогласованная модель явно выделяет класс поверхностных возбуждений, игнорируя объемные компоненты в коллективной амплитуде. Ранее^{/10/} было показано, что это не приводит ни к каким противоречиям с экспериментальными данными в описании дипольных возбуждений ядер. Результаты расчетов для низколежащих уровней других мультипольностей приведены в табл.1, где они сравниваются с расчетами других авторов и экспериментальными данными. Еще раз подчеркнем, что мы не проводили подгонки параметров, в то время как

Таблица 1

Сравнение различных теоретических расчетов нижайших коллективных возбуждений в ^{208}Pb с экспериментальными данными /13/. Энергии ω даны в МэВ, значения $B(EL)$ в ед. $10^{-3}e^2 \sigma^L$.

L_S	расчет		раб./7/		раб./8/		раб./2/		эксперимент	
	ω	$B(EL)$	ω	$B(EL)$	ω	$B(EL)$	ω	$B(EL)$	ω	$B(EL)$
3_I	1,95	820	2,66	610	2,61	750	2,64	550	2,615	613
	2,62 ^{x)}	526								
5_I	2,68	129	3,26	30	3,34	160	3,40	30	3,198	35
	3,00 ^{x)}	69								
5_2	3,65	19	3,82	28	4,18	28	3,83	30	3,709	22
	3,71 ^{x)}	24								
7_I	3,70	8,5					4,39	2	4,037	
	3,79 ^{x)}	5								
2_I	4,40	170	4,53	180	4,98	310	4,49	310	4,085	284
	4,55 ^{x)}	120								
4_I	4,44	147	4,69	76	5,16	140	4,76	82	4,324	131
	4,65 ^{x)}	89								
6_I	4,32	64					4,78	21	4,424	56
	4,57 ^{x)}	45								
8_I	4,41	10					4,76	3	4,610	3,7
	4,55 ^{x)}	6								

x) Расчет проведен с уменьшенным на 6% значением изоскалярной константы κ_0 .

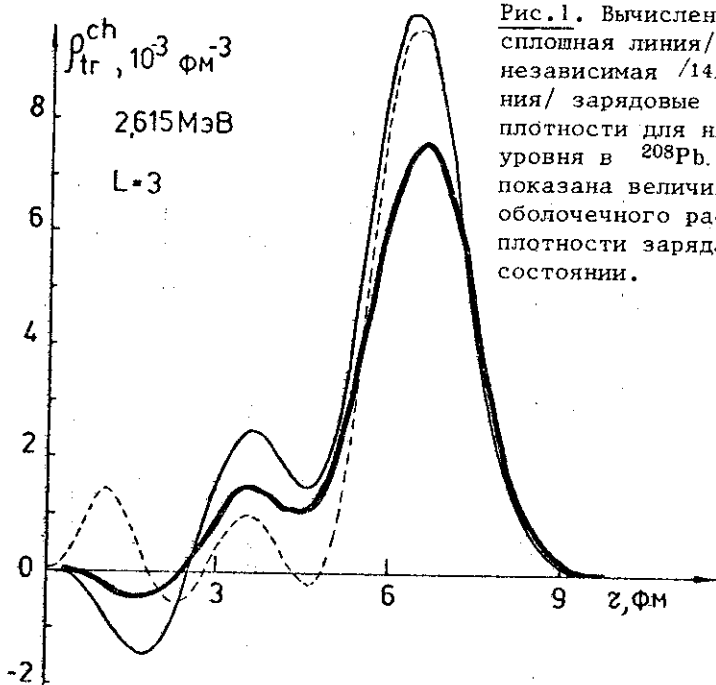


Рис.1. Вычисленная /тонкая сплошная линия/ и модельно-независимая /14/ /жирная линия/ зарядовые переходные плотности для нижайшего 3^- -уровня в ^{208}Pb . Пунктиром показана величина $d\rho_0/dz$ для оболочечного распределения плотности заряда в основном состоянии.

в других работах параметры эффективных сил подбирались так, чтобы хорошо описать характеристики 3_1 -уровня. Из табл.1 следует, что в нашем подходе нижайшие уровни отрицательной четности получаются более коллективизированными, чем в других расчетах. При этом положение 3_1 -уровня очень чувствительно к изменениям величины изоскалярной константы $\kappa_0 = (\kappa_{nn} + \kappa_{np})/2$. Уменьшение ее всего на 6% позволяет согласовать вычисленную энергию с экспериментом. Другие уровни значительно менее чувствительны к вариации этой константы.

Что касается уровней положительной четности, приведенных в табл.1, то наши результаты хорошо согласуются как с другими расчетами, так и экспериментальными данными. Результаты расчетов, таким образом, оправдывают сделанный нами выбор констант эффективных взаимодействий, поскольку прямая подгонка к экспериментальным энергиям нижайших возбуждений приводит к вариации параметров в пределах примерно 10%.

На рис.1-3 вычисленные зарядовые переходные плотности $\rho_{tr}^{ch}(r)$ /получаются из ρ_{tr}^n и ρ_{tr}^p сверткой с формфакторами нуклонов /19/ / для низколежащих уровней сравниваются с модельно-независимыми оценками из (e, e') экспериментов /13-15/. Все ρ_{tr}^{ch} нормированы на экспериментальные значения $B(EL)$ с целью более

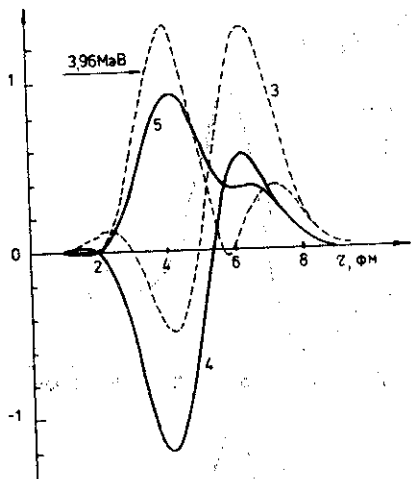
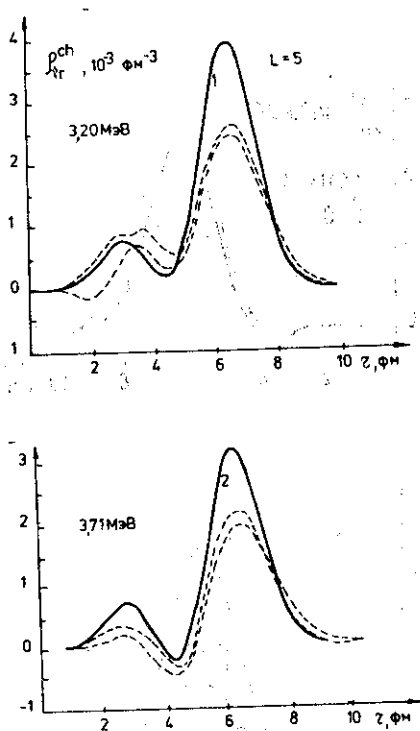


Рис. 2. Зарядовые переходные плотности для пяти нижайших состояний с $L=5$ /пронумерованы на рисунке/. Пунктиром показаны модельно-независимые оценки /13/ для первых двух 5-состояний /с коридором ошибок/ и для уровня с энергией 3,96 МэВ.

наглядного сравнения их форм. Видно, что для уровней 3_1 , 5_1 и 5_2 вычисленные ρ_{tr}^{ch} уже и имеют большую поверхностную амплитуду, чем экспериментальные. Аналогичные результаты получены и в работах /2,7,8,14,20/. Причина этого различия пока не очень ясна. Во всяком случае небольшие вариации диффузности и радиуса потенциала Вудса-Саксона слабо влияют на форму ρ_{tr}^{ch} в поверхностной области. Объемные осцилляции качественно согласуются с наблюдаемыми.

Значительно более хорошее согласие с экспериментальными ρ_{tr}^{ch} получено для уровней положительной четности /рис.3/. Здесь хорошо просматривается "вымирание" объемных осцилляций с ростом L , особенно для состояний с $L=10$ /для них ρ_{tr}^{ch} нормированы на $B(EL)$, приведенные в табл.2/.

Из этого обсуждения можно сделать вывод, что используемая простая самосогласованная модель в сущности так же хорошо описывает свойства низколежащих состояний, как и модели с несепарабельными силами*. Эффекты, связанные с объемными колебаниями,

* Такой же вывод получен недавно в работе /21/, в которой проводились расчеты с сепарабельными силами.

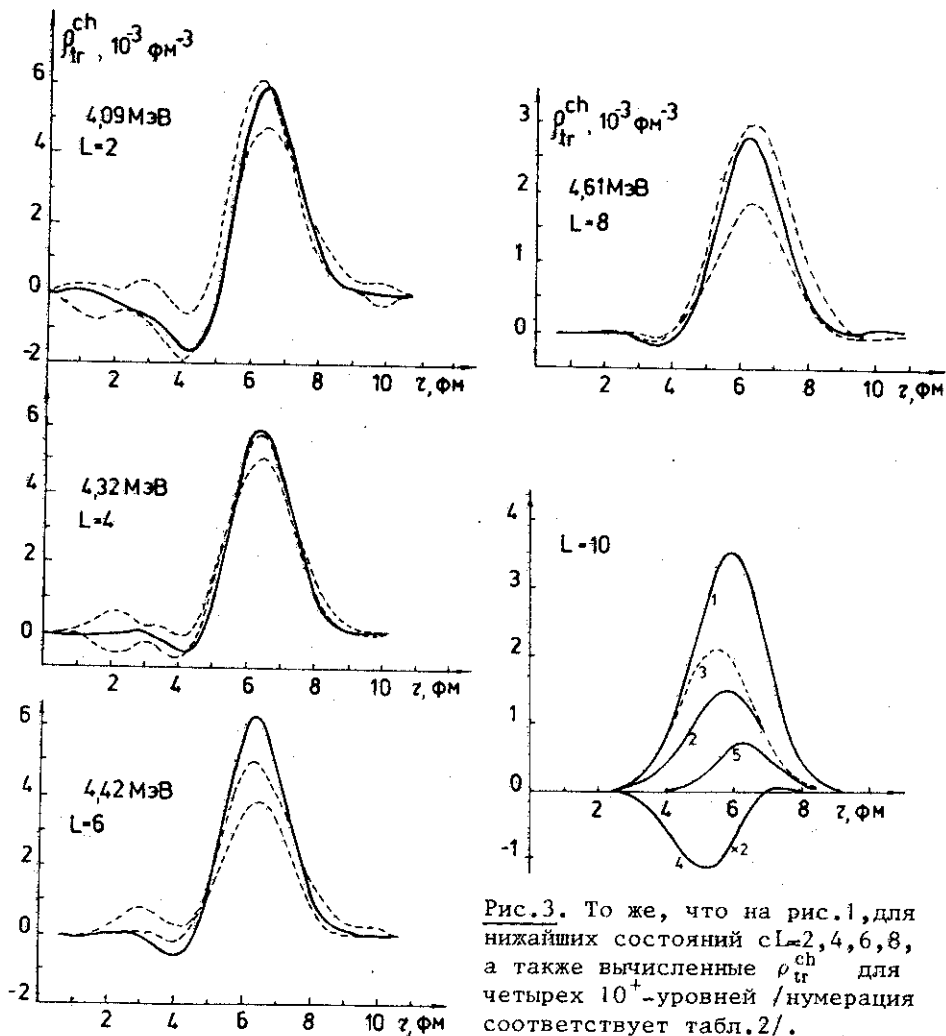


Рис.3. То же, что на рис.1, для нижайших состояний с $L=2, 4, 6, 8$, а также вычисленные ρ_{tr}^{ch} для четырех 10^+ -уровней /нумерация соответствует табл.2/.

если они и присутствуют, видимо, невелики. Тем не менее существующие модели, в том числе и наша, сталкиваются с определенными трудностями в описании детальных характеристик некоторых уровней. Например, для состояния 5^- с энергией 3,96 МэВ получена экспериментальная оценка $\rho_{tr}^{ch} / 13/$, показанная на рис.2. Там же приведены переходные плотности для уровней 5_3 , 5_4 и 5_5 /см. также табл.3/, форма которых сильно отличается от экспериментальной. Аналогичная трудность возникает с описа-

Таблица 2. Уровни положительной четности в ^{208}Pb

L_s	Расчет					эксп./12,13/	
	ω , МэВ	$B(EL)$ 10^{-3}	$B(EL, T=0)$ $e^2\sigma^L$	$B(EL, T=1)$	$R_{\text{тг}}$, $\Phi\text{м}$	ω , МэВ	$B(EL)$ $10^{-3}e^2\sigma^L$
2 ₁	4,40	170	187	0,4	7,09	4,085 (5,564)	284
2 ₂	5,54	8,1	1,7	2,5	6,38		
2 ₃	5,85	7,8	7,3	0,01	7,28		
2 ₄	6,22	120	48,5	16,0	7,35		
4 ₁	4,44	147	209	1,3	7,15	4,324 4,933 5,689 6,052 6,658 6,925 (7,192) (7,382)	131
4 ₂	5,46	32	20	1,3	7,02		
4 ₃	5,72	20,6	22,5	0,04	7,31		
4 ₄	6,01	37	31	0,3	7,26		
4 ₅	6,59	0,3	4,7	2,6	6,19		
4 ₆	6,83	11,0	10,8	$9 \cdot 10^{-4}$	7,08		
4 ₇	7,48	16,1	1,4	7,9	7,18		
6 ₁	4,32	64,4	89,1	2,0	7,32		
6 ₂	5,22	6,1	5,0	0,06	7,31		
6 ₃	5,47	2,4	1,3	0,15	7,23		
6 ₄	5,60	0,6	1,6	0,3	8,07		
6 ₅	5,82	5,5	$9 \cdot 10^{-3}$	6,0	7,51		
6 ₆	5,88	0,2	0,05	0,5	7,61		
6 ₇	6,14	3,2	1,3	0,5	7,32		
6 ₈	6,37	5,4	4,1	0,09	7,50		
6 ₉	6,63	0,03	1,2	0,8	6,83		
6 ₁₀	6,97	3,2	8	1,1	7,29		
6 ₁₁	7,12	0,3	$8 \cdot 10^{-3}$	0,2	7,32		
6 ₁₂	7,43	5,7	1,7	1,1	7,37		
8 ₁	4,41	10,1	21,7	2,2	7,49	4,610 (4,991) (5,898) (6,843)	3,7
8 ₂	5,00	0,91	1,2	0,03	7,48		
8 ₃	5,25	2,0	1,9	$2 \cdot 10^{-3}$	7,46		
8 ₄	5,51	1,1	0,2	0,3	7,32		
8 ₅	5,70	0,3	1,0	0,2	7,78		
8 ₆	5,82	0,3	0,2	0,02	7,64		
8 ₇	6,09	3,1	1,1	0,6	7,59		
8 ₈	6,41	0,7	0,5	0,02	7,77		
8 ₉	6,65	$3 \cdot 10^{-3}$	0,3	0,3	7,12		
8 ₁₀	7,09	0,7	2,5	0,5	7,51		
8 ₁₁	7,40	1,5	2,0	0,04	7,58		

Таблица 2 /продолжение/

L _s	Расчет					эксп./12.13/	
	ω , МэВ	B(EL) 10^{-3}	B(EL, T=0) $e^2 g^L$	B(EL, T=1)	R _{tr} , Фм	ω , МэВ	B(EL) $10^{-3} e^2 g^L$
10 ₁	4,86	1,6	4,8	0,9	7,65	4,89	
10 ₂	5,15	0,3	0,4	0,01	7,63	5,07	
10 ₃	5,55	0,6	0,03	0,9	7,55	5,54	
10 ₄	5,85	$9 \cdot 10^{-6}$	0,04	0,04	12,0	5,92	
10 ₅	7,15	0,1	0,9	0,4	7,72		
12 ₁	5,72	0,07	0,7	0,3	7,93	6,097	

Таблица 3. Уровни отрицательной четности в ²⁰⁸Pb

L _s	Расчет					эксп./12.13/	
	ω , МэВ	B(EL) 10^{-3}	B(EL, T=0) $e^2 g^L$	B(EL, T=1)	R _{tr} , Фм	ω , МэВ	B(EL) $10^{-3} e^2 g^L$
3 ₁	1,95	820	950	4,8	7,01	2,615	613
3 ₂	4,02	2,7	1,8	0,08	6,98	(4,054)	
3 ₃	4,43	17,2	3,4	5,2	6,94	(4,106)	
3 ₄	4,67	0,4	4,6	2,2	7,67	(4,403)	
3 ₅	4,93	9,3	10,6	0,04	7,06	4,698	
3 ₆	5,07	22	2,9	9,0	7,07	4,954	
3 ₇	5,32	12,3	20,8	1,1	6,91	4,973	
3 ₈	5,51	0,7	7,4	3,6	6,91	5,087	
3 ₉	5,59	1,7	3,0	0,2	6,94	5,194	
3 ₁₀	5,83	2,7	2,4	$9 \cdot 10^{-3}$	6,96	5,274	
3 ₁₁	5,89	0,01	0,09	0,2	7,33	5,321	
3 ₁₂	5,90	0,06	0,2	0,04	6,71	5,345	
3 ₁₃	5,99	1,1	1,2	$5 \cdot 10^{-3}$	6,91	5,542	
3 ₁₄	6,12	14,8	6,4	1,7	6,92	(5,673)	
3 ₁₅	6,49	0,06	0,07	0,3	6,90	5,813	
3 ₁₆	6,53	0,01	0,3	0,2	6,90	(5,872)	
3 ₁₇	6,55	0,02	$5 \cdot 10^{-3}$	0,04	6,90	6,01	
3 ₁₈	6,77	19,0	4,2	5,4	6,93	6,191	
3 ₁₉	6,81	0,06	0,2	0,5	7,80	(6,314)	
3 ₂₀	6,84	0,2	0,4	0,04	6,52	6,615	
3 ₂₁	6,85	0,3	1,4	0,4	6,66	(6,992)	
3 ₂₂	7,03	4,3	0,02	3,3	7,26	(7,019)	

Таблица 3 /продолжение/

L _s	Расчет					эксп./12,13/	
	ω , МэВ	B(EL) 10^{-3}	B(EL, T=0) $e^2 \sigma^L$	B(EL, T=1)	R _{tr} , Фм	ω , МэВ	B(EL) $10^{-3} e^2 \sigma^L$
3 ₂₃	7,14	68,1	5,1	36,0	6,69	(7,114)	
3 ₂₄	7,33	0,05	0,2	0,5	5,87		
5 ₁	2,68	129	193	6,3	7,19	3,198	35
5 ₂	3,65	19,4	19,5	$6 \cdot 10^{-6}$	7,20	3,709	22
5 ₃	4,05	3,6	2,1	0,2	7,21	(3,961)	
5 ₄	4,23	1,2	0,16	2,2	7,39	(4,181)	
5 ₅	4,29	0,3	1,6	0,6	7,02	4,296	
5 ₆	4,49	7,4	3,9	0,5	7,11	(4,444)	
5 ₇	4,69	2,0	4,6	0,5	7,29		
5 ₈	5,03	8,9	10,4	0,06	7,24		
5 ₉	5,20	14,0	12,4	0,05	7,25	5,370	
5 ₁₀	5,55	0,02	1,1	1,4	8,57	5,483	
5 ₁₁	5,68	1,5	2,9	0,2	7,00	5,658	
5 ₁₂	5,86	3,2	0,4	1,3	7,12		
5 ₁₃	6,11	7,1	11,1	0,5	7,12		
5 ₁₄	6,49	0,02	0,04	0,1	7,15		
5 ₁₅	6,55	0,02	0,03	$3 \cdot 10^{-4}$	7,15	(6,529)	
5 ₁₆	6,73	4,7	3,7	0,06	7,25	6,688	
5 ₁₇	6,80	0,06	0,4	0,7	8,50		
5 ₁₈	6,84	0,01	$4 \cdot 10^{-4}$	0,02	6,58		
5 ₁₉	7,11	15,8	2,0	6,6	6,99		
5 ₂₀	7,33	$4 \cdot 10^{-3}$	0,03	0,06	6,84	7,302	
7 ₁	3,70	8,5	21,1	2,8	7,38	4,037	
7 ₂	4,67	3,9	6,3	0,3	7,38	4,762	
7 ₃	4,98	2,9	5,2	0,3	7,38		
7 ₄	5,54	9,0	10,0	0,03	7,37		
7 ₅	5,82	2,1	0,2	0,9	7,36	5,720	
7 ₆	6,24	2,2	5,1	0,6	7,38	(6,248)	
7 ₇	6,54	0,01	0,05	0,01	7,37	6,381	
7 ₈	6,81	0,6	0,8	0,02	7,35	6,443	
7 ₉	7,07	5,3	2,0	0,8	7,31		
9 ₁	6,14	2,1	6,0	1,0	7,60		
9 ₂	6,54	$5 \cdot 10^{-3}$	0,05	0,02	7,60		
9 ₃	6,79	0,2	0,5	0,1	7,60		
9 ₄	7,12	1,0	0,2	0,3	7,59		

нием ρ_{tr}^{ch} и для 3^- -состояния с энергией 5,345 МэВ, изученного в работе/14/. Причиной этого является, видимо, в том, что теория неправильно воспроизводит смешивание различных частиц-

но-дырочных конфигураций в слабо коллективизированных состояниях.

Основные результаты расчетов даны в табл. 2 и 3. Здесь состояния с одинаковым моментом и четностью нумеруются индексом S . Для каждого уровня приведены не только обычные значения $V(EL)$, но и величины $V(EL, T=0)$ и $V(EL, T=1)$, соответствующие изоскалярному и изовекторному операторам 22 . Для полноты приведем соответствующие им выражения в терминах нейтронной и протонной переходных плотностей / вместо ρ_{tr}^p в $V(EL)$ можно использовать ρ_{tr}^{ch} /:

$$V(EL) = e^2 (2L+1) \left| \int \rho_{tr}^p r^{L+2} dr \right|^2, \quad /8/$$

$$V(EL, T=0) = e^2 (2L+1) (Z/A)^2 \left| \int (\rho_{tr}^p + \rho_{tr}^n) r^{L+2} dr \right|^2, \quad /9/$$

$$V(EL, T=1) = e^2 (2L+1) \left| \int \left(\frac{N}{A} \rho_{tr}^p - \frac{Z}{A} \rho_{tr}^n \right) r^{L+2} dr \right|^2. \quad /10/$$

По соотношению этих величин можно качественно судить об изовекторной структуре состояний, а также о поведении переходных плотностей на поверхности ядра. Для изоскалярных коллективных возбуждений характерна близость значений $V(EL)$ и $V(EL, T=0)$, причем $V(EL, T=1) < V(EL)$. Обычно для нижайших возбуждений $V(EL, T=0) > V(EL)$. Это является следствием того, что амплитуда поверхностного пика ρ_{tr}^n больше, чем для ρ_{tr}^p , и несколько дальше сдвинута по радиусу. Когда на поверхности $|\rho_{tr}^n| \gg |\rho_{tr}^p|$, значения $V(EL, T=0)$ и $V(EL, T=1)$ оказываются сравнимыми и намного превышают величину $V(EL)$ / например, для состояний с $L_S = 4_5, 6_9, 8_9, 12_1, 3_4, 5_{10}$ и др. /. В структуре этих возбуждений доминирующую роль играют нейтронные частично-дырочные компоненты. При $V(EL) > V(EL, T=0)$ на поверхности доминирует ρ_{tr}^p / например, в состояниях $3_{14}, 5_6, 2_4, 4_2, 6_{12}$ и др. /. В случае $V(EL, T=1) \sim V(EL, T=0)$ и $V(EL) \sim V(EL, T=0)$ обычно ρ_{tr}^n и ρ_{tr}^p на поверхности идут в противофазе и соответствующее состояние можно классифицировать как изовекторное / например, $3_{17}, 5_4, 6_5, 6_6$ и др. /. Среди приведенных в таблицах состояний число изовекторных возбуждений невелико.

Помимо энергий и значений $V(EL)$ в табл. 2 и 3 приведены значения переходных зарядовых радиусов, определяемых соотношением

$$R_{tr}^2 = \int \rho_{tr}^{ch} r^{L+4} dr / \int \rho_{tr}^{ch} r^{L+2} dr \quad /11/$$

Величина R_{tr} дает дополнительные качественные сведения о поведении ρ_{tr}^{ch} . Действительно, если предположить, как в коллективной модели, что $\rho_{tr}^{ch} \sim \partial \rho_0 / \partial r$, где ρ_0 - распределение

заряда в основном состоянии, то для случая равномерно заряженной сферы $R_{tr} = R_0 = [(5/3) \langle r_c^2 \rangle]^{1/2} \approx 7$ фм для ^{208}Pb /вычисленная нами величина среднеквадратичного зарядового радиуса $\langle r_c^2 \rangle^{1/2} = 5,41$ фм/. С этой величиной и следует сравнивать приведенные в таблицах значения R_{tr} . Например, для нижайшего 3^- -уровня $R_{tr} \approx R_0$. На рис.1 показано поведение ρ_{tr}^{ch} и $\partial\rho_0/\partial r$ для этого состояния. Видно хорошее совпадение их поверхностных пиков. Вариации ρ_{tr}^{ch} в объеме слабо влияют на величину R_{tr} . При небольшом сдвиге максимума поверхностного пика в объем ядра величина R_{tr} может заметно уменьшаться /например, в состоянии 2_2 пик ρ_{tr}^{ch} сместился примерно на $0,8$ фм в объем ядра, что связано с доминирующим влиянием конфигурации $p(h_{9/2}, h_{11/2}^{-1})$ /. Аналогичное уменьшение R_{tr} происходит, если ρ_{tr}^{ch} приобретает объемный характер /например, для состояния 4_5 максимум ρ_{tr}^{ch} лежит при $r = 4,2$ фм/. Для большинства из рассмотренных состояний R_{tr} отличается от R_0 не более чем на 10-20%. При этом ρ_{tr}^{ch} , за исключением коллективизированных состояний, довольно сильно отличаются от $\partial\rho_0/\partial r$, что связано с характером радиальных функций частично-дырочных возбуждений, а не формой коллективной амплитуды g_L . С ростом L объемные осцилляции в ρ_{tr}^{ch} вымирают, а величина R_{tr} систематически растет. При появлении у ρ_{tr}^{ch} медленно спадающих поверхностных "хвостов" величина R_{tr} может резко возрастать /например, для состояний $6_4, 10_4, 5_{10}$ и др./.

В табл.2 и 3 приведены энергии уровней, наблюдаемых в (p,p^-) - и (e,e^-) -экспериментах. Соответствие их вычисленным уровням, за исключением нижайших, носит условный характер, поскольку для проведения более или менее достоверной идентификации одних энергий мало, необходимы значения $B(EL)$ и переходные плотности. Тем не менее в целом видно разумное согласие вычисленного спектра с экспериментальным. Исключение составляют только 2^+ - и 9^- -уровни. В работе /12/ приведено шесть 2^+ -уровней с энергией $\omega \leq 6$ МэВ. Ряд других уровней введен в работе /23/ исходя из анализа (t,p^-) - и (p,t^-) -реакций. Теория же предсказывает существование лишь 4 уровней 2^+ частично-дырочного типа. Очевидно, что остальные уровни могут иметь другую природу /например, парные вибрации/. Что касается уровней 9^- , то в наших расчетах все они лежат выше 6 МэВ, в то время как по данным /12/ 5 уровней ниже 6 МэВ могут иметь $L^\pi = 9^-$. Нам представляется необходимой дополнительной экспериментальной проверка идентификации этих уровней.

Сделаем несколько дополнительных замечаний по результатам расчетов. В работе /24/ сделана попытка идентифицировать с помощью реакции $(d, ^3\text{He})$ уровни мультиплета $p(h_{9/2}, h_{11/2}^{-1})$

в спектре ^{208}Pb . Согласно нашим расчетам эта конфигурация существенно определяет форму ρ_{tr}^{ch} в состояниях $2_2, 4_2, 6_3, 8_4$ и 10_3 , локализованных вблизи энергии 5,5 МэВ. Для этих изоскалярных состояний ρ_{tr}^{ch} характеризуется большим поверхностным пиком вблизи $r \leq 6$ фм и отсутствием объемных осцилляций. Все они имеют несколько меньшую по сравнению с другими величину R_{tr} . Заметную роль играет эта конфигурация и в структуре других состояний, например $2_1, 4_5$, во всех уровнях с $L=10$.

Другая характерная особенность спектра связана с тем, что сразу за порогом нейтронной эмиссии в ^{208}Pb формируется группа коллективизированных состояний с $L=4, 6$ и 8 /см. табл.2/ с очень малыми escape – ширинами. Форма их ρ_{tr}^{ch} существенно определяется конфигурацией $p(i_{13/2}, d_{5/2}^-)$. Представляется вероятным, что именно эта группа состояний и была обнаружена недавно /25/ в (d, d') - и (α, α') -экспериментах и идентифицирована как пигми-резонанс около 7,4 МэВ с $L=4$ и $V(E4) \approx 3$ одн.ед. /если нет других мультипольностей/. Согласно нашим расчетам состояния с $L=4$ и 6 дают сравнимые вклады в энергетически взвешенные правила сумм. Если судить по соотношениям $V(EL, T=0)$ и $V(EL, T=1)$, а также ρ_{tr}^n и ρ_{tr}^p , то эти состояния никак нельзя считать изоскалярными.

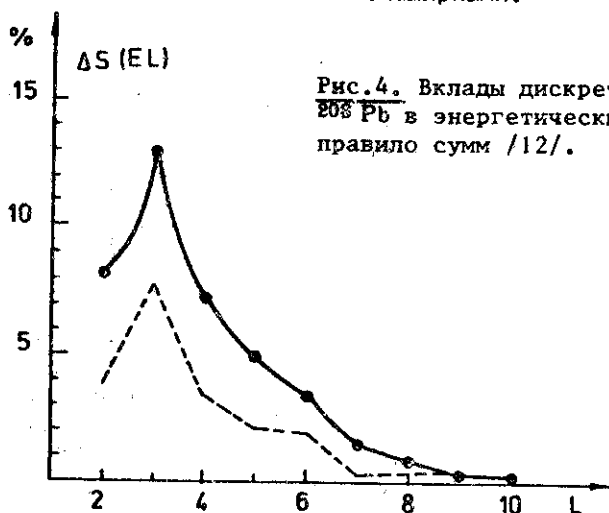


Рис.4. Вклады дискретных состояний ^{208}Pb в энергетически взвешенное правило сумм /12/.

Проведенные нами расчеты позволяют оценить вклады всех дискретных уровней различных мультипольностей в соответствующие энергетически взвешенные правила сумм /9/:

$$S(EL) = \sum_s \omega_s B_s(EL) = \frac{L(2L+1) \hbar^2 e^2 Z}{8\pi m} \langle \Gamma_p^{2L-2} \rangle, \quad /12/$$

где среднее значение $\langle \Gamma_p^{2L-2} \rangle$ в основном состоянии вычислялось с оболочечным распределением плотности протонов. На рис. 4 показаны вклады в $S(EL)$ первых коллективных уровней /пунктир/ и суммарные вклады всех дискретных уровней до порога нейтронной эмиссии. Видно, что наиболее сильно коллективизация проявляется для окупольных состояний. С ростом L вклады дискретных уровней резко падают. В настоящее время косвенная экспериментальная оценка существует только для 2^+ -состояний. По данным Рамана /²⁶/ для всех связанных состояний $\Delta S(E2) = 1,38 \pm 0,16 / e^2 b^2 \text{ МэВ}$, или примерно $7,1 \pm 0,8\%$ правила сумм /12/, что хорошо согласуется с теоретической оценкой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gillet V., Green A.M., Sanderson E.A. Nucl.Phys., 1966, 88, p.321.
2. Ring P., Speth J. Nucl.Phys., 1974, A235, p.315.
3. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.
4. Vautherin D., Brink D. Phys.Rev., 1975, C5, p.626.
5. Bertsch G.F., Tsai S.P. Phys.Rep., 1975, C18, p.126.
6. Blaizot J.P., Gogny D. Nucl.Phys., 1977, A284, p.429.
7. Фаянс С.А., Ходель В.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, с.633; Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель В.А. Препринт ИАЭ-2580, М., 1976; ЭЧАЯ, 1978, 9, с.221.
8. Бирбраир Б.Л. и др. ЯФ, 1978, 28, с.625.
9. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure, vol.11, Benjamin, 1974, ch.6. Перевод: Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1977, т.2, гл.6.
10. Gareev F.A. et al. JINR, E4-80-283, Dubna, 1980.
11. Rowe D.J. Phys.Rev., 1967, 162, p.866.
12. Wagner W.T. et al. Phys.Rev., 1975, C12, p.757.
13. Lichtenstadt J. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1979.
14. Heisenberg J. Preprint, University of New Hampshire, 1979.
15. Heisenberg J. Lecture Notes in Physics, 1979, 108, p.33.
16. Scott A. et al. Nucl.Phys., 1977, A285, p.222.
17. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 16, с.955.
18. Schmorak M.R., Auble R.L. Nuclear Data, 1971, B5, No.3.
19. Negele J.W. Phys.Rev., 1970, C1, p.1260; Friar J.L., Negele J.W. Nucl.Phys., 1973, A212, p.93.

20. Hamamoto I. Phys.Lett., 1977, 66B, p.410.
21. Лапина Л.П. Препринт ЛИЯФ №573, Л., 1980.
22. Liu K.F., Brown G.E. Nucl.Phys., 1976, A265, p.994.
23. Igo G. et al. Ann.Phys., 1971, 66, p.60.
24. Hayakawa S.I. et al. RCNP Annual Report, Osaka University, 1979, p.76.
25. Morsch H.P. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.489.
26. Raman S. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Plenum Press, New York, 1979, p.193.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 декабря 1980 года.