

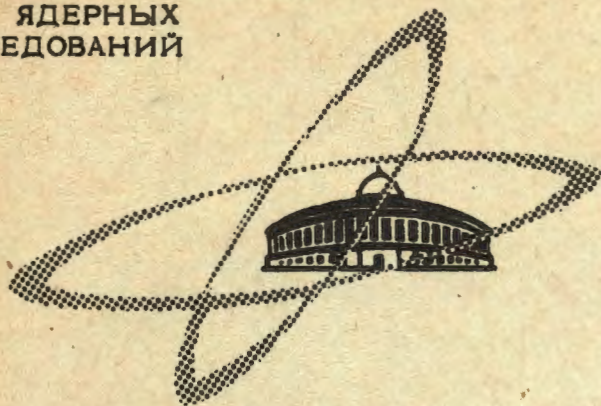
К-903

ЯФ, 1969, т. 9, в. 2, с. 313-323

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 4069



А.А.Кулиев, Н.И.Пятов

МАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ
Свойства состояний с $K = 1/2$

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

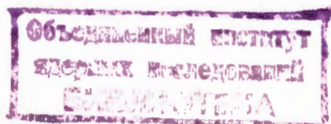
1968

P4 - 4069

А.А.Кулиев, Н.И.Пятов

МАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ
Свойства состояний с $K = 1/2$

Направлено в ЯФ



7514/3 up-
m 1/154

1. Т е о р и я

В предыдущей работе /1/ нами была развита модель учета эффектов, связанных с осцилляцией магнитного дипольного момента ядра. Именно, предполагалось, что в четно-четных деформированных ядрах 1^+ состояния можно связать с осцилляциями спиновой части магнитного дипольного момента ядра. Спиновые поляризационные эффекты в нечетных деформированных ядрах рассматривались как обусловленные "рассеянием" нечетной частицы на группах 1^+ - возбуждений кора. Влияние этих эффектов на магнитный момент ядра можно учесть введением эффективного g_n фактора, вычисляемого в теории. Численные расчеты были проведены для состояний с $K > 1/2$. Нами было показано, что перенормировка свободного g_n фактора в этих состояниях в основном происходит из-за "рассеяния" на 1^+ возбуждениях кора с проекцией момента $K = 0$.

Для состояний с $K = 1/2$ необходимо усложнить волновую функцию:

$$\begin{aligned} \phi_K(r) = & \{ N_K(r) a_K^+(r) + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{r'} \sum_{\substack{\sigma\sigma' \\ \neq K}} R_{\sigma\sigma'}^K(r, r') \times \\ & \times a_K^+(r) C_{\sigma\sigma'}^+(r') + \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{r'} \sum_{\substack{\nu\nu' \\ \neq K}} R_{\nu\nu'}^K(r, r') a_K^+(r) C_{\nu\nu'}^+(r') \} \Psi_0. \end{aligned} \quad (1)$$

где $r \equiv \{n, p\}$; K и \bar{K} - сопряженные по времени одночастичные состояния. Амплитуды $\bar{R}_{\nu\nu}^K$ учитывают трехквaziчастичные примеси, в которых пара квазичастиц имеет всегда суммарную проекцию момента 1^+ . Остальные обозначения те же, что и в работе /1/.

Секулярное уравнение теперь включает в себя эффекты сдвига одночастичных уровней из-за "рассеяния" на 1^+0 и 1^+1 - возбуждениях ядра:

$$\omega_K(r) = -\mathcal{P}(\kappa, \omega_K) - \bar{\mathcal{D}}(\kappa, \omega_K), \quad (2)$$

где

$$\bar{\mathcal{P}}(\kappa, \omega_K) = \kappa \left| \sigma_{K\bar{K}}^{(+)} \right|^2 \left\{ 1 - \frac{1 + \kappa(1 - q^2) \bar{F}_K(r' \neq r)}{\bar{\mathcal{D}}(\omega_K)} \right\}. \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{K\bar{K}}^{(+)}$ - одночастичный матричный элемент оператора σ_+ , а функции \bar{F}_K и $\bar{\mathcal{D}}$ определены в виде:

$$\bar{F}_K(r, r') = \sum_{ss' \neq K} \frac{|\sigma_{ss'}^{(+)} L_{ss'}|^2 |r'|}{\epsilon_{ss}(r') - \omega_K(r)}, \quad (4)$$

$$\bar{\mathcal{D}}(\omega_K) = \begin{vmatrix} 1 + \kappa \bar{F}_K(r'=r) & \kappa q \bar{F}_K(r' \neq r) \\ \kappa q \bar{F}_K(r'=r) & 1 + \kappa \bar{F}_K(r' \neq r) \end{vmatrix}. \quad (5)$$

В частности, уравнение $\bar{\mathcal{D}}(\omega_K) = 0$ определяет энергии 1^+1 состояний в четно-четных ядрах (в приближении Тамма-Данкова). Ампли-

туды N_K , $R_{\alpha\alpha}^K$ и $\tilde{R}_{\nu\nu}^K$ определяются выражениями (3.11) работы /1/.

Очевидно, что в состоянии с $K = 1/2$ перенормируются одновременно одночастичные матричные элементы операторов σ_- и σ_+ . Перенормировка $\langle \sigma_+ \rangle$ обусловлена "рассеянием" нечетной частицы на 1^+1 возбуждениях кора и может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \phi_K^+(r) \hat{\sigma}_+ \phi_K^-(r) = \sigma_{KK}^{(+)} \{ 1 - 2N_K^2(r) \times \\ \times [1 - \frac{1 + \kappa(1 - q) \tilde{F}_K(r', r)}{\tilde{J}(\omega_K)}] \} = \sigma_{KK}^{(+)} \Phi(\kappa, \omega_K). \end{aligned} \quad (6)$$

Для $\langle \sigma_- \rangle$ справедливо прежнее выражение (4.3) /1/.

Перенормировка $\langle \sigma_+ \rangle$ может привести к изменению одночастичного значения параметра развязывания /2/:

$$\begin{aligned} a = (-1)^l \sum_l a_{l,0}^2 \Phi(\kappa, \omega_K) + \\ + (-1)^l 2 \sum_l \sqrt{l(l+1)} a_{l,0} a_{l,1}. \end{aligned} \quad (7)$$

В выражении (7) не учитывается перенормировка одночастичного матричного элемента $\langle l_+ \rangle$, поскольку вклады различных трехквaziчастичных состояний в перенормировку этого матричного элемента некогерентны.

Фактор $\Phi(\kappa, \omega_K) \leq 1$ для нижайшего по энергии решения уравнения (2) и имеет наименьшее значение при $q = +1$.

Из выражения (7) ясно, что существенно могут измениться величины a для состояний с асимптотическим квантовым числом $\Lambda = 0$. В частности, может меняться даже знак параметра развязывания. В общем случае матричные элементы $\langle \sigma_- \rangle$ и $\langle \sigma_+ \rangle$ перенормируются

по-разному. Как указывалось Бохнаки и Огаза ^{/3/}, это приводит к возникновению для состояний с $K = 1/2$ двух различных эффективных g_{\pm} -факторов, определяемых из магнитных параметров g_K и b_0 :

$$g_K = \frac{1}{2K} (g_a^{\pm} - g_{\ell}^r) \sigma_{KK}^{(\pm)} + g_{\ell}^r, \quad (8)$$

$$(g_K - g_R) b_0 = -a (g_{\ell}^r - g_R^0) - \\ - \frac{1}{\sqrt{2}} (g_a^+ - g_{\ell}^r) \sigma_{KK}^{(+)}, \quad (9)$$

где g_R^0 определяется для соседнего четно-четного ядра.

Теоретически g_a^+ вычисляется по следующей формуле:

$$g_a^+ - g_{\ell}^r = (g_a^r - g_{\ell}^r) \left\{ 1 - 2N_K^2(r) \frac{\kappa \overline{F}_K(r'=r)}{\overline{D}(\omega_K)} \times \right. \\ \left. \times [1 + \kappa (1 - q^2) \overline{F}_K(r' \neq r)] \right\} - \\ - (g_a^{r'} - g_{\ell}^{r'}) 2N_K^2(r) \frac{\kappa q \overline{F}_K(r' \neq r)}{\overline{D}(\omega_K)}. \quad (10)$$

В формулах (8)-(10) g_a^r и g_{ℓ}^r определены для свободных нуклонов.

При $q > 0$ поляризационные эффекты от нейтронной и протонной систем взаимно сокращаются. Наоборот, при $q < 0$ эффект спиновой поляризации усиливается. Отметим, что влияние (np) -взаимодействия на параметр развязывания a совершенно противоположное.

II . Расчеты и обсуждение результатов

В расчетах параметра развязывания α и g_{α} -факторов для состояний с $K=1/2$ использовалась обычная схема Нильссона ^{/10/}, включающая по 40 нейтронных и протонных уровней. В расчетах учтены все возможные одночастичные переходы.

Наибольший интерес представляет параметр развязывания состояния $1/2^-$ [510], для которого модель Нильссона предсказывает $\alpha = -0.2$ в области редкоземельных ядер ^{/5/}. Многочисленные экспериментальные данные говорят о том, что параметр развязывания этого состояния положителен. Дальнейшие теоретические исследования показали, что величина α чувствительна к параметрам одночастичной схемы. В частности, параметр развязывания может менять знак при уменьшении параметра μ схемы Нильссона ^{/6/}. Фэсслер и Шелайн получили правильную величину α для ¹⁸³W ^{/7/}, используя потенциал Саксона-Вудса. Однако в их решении не учтено смешивание оболочек с различными главными квантовыми числами.

При более точном решении задачи с потенциалом Саксона-Вудса (при учете смешивания оболочек и включении квазистационарных состояний) параметр развязывания состояния $1/2^-$ [510] остается отрицательным для ядер редкоземельной области ^{/8/}.

Проведенные нами численные расчеты для ¹⁸³W приведены на рис.1. Очевидна сильная зависимость величины α от параметра (μ) взаимодействия, причем при $q = -1$ эффекты от нейтронной и протонной систем практически взаимно сокращаются. Разумная величина α для ¹⁸³W получается при $\kappa = 0,04 - 0,05 \hbar \omega_0$ и $q \approx 0, -1/4$. Такие значения κ и q получены ранее из анализа эффективных g_{α}^{π} факторов для состояний с $K > 1/2$ ^{/1/}.

Подробные расчеты параметра a для состояния $1/2^- [510]$ в различных ядрах приведены в табл. 1. Практически во всех ядрах получена положительная величина параметра развязывания (в модели Нильссона ^{/5/} $a = -0,17$ при $\eta = 4$ и $a = -0,34$ при $\eta = 6$). В большинстве ядер состояние $1/2^- [510]$ является высоковозбужденным и поэтому может содержать значительные примеси от взаимодействия квазичастиц с квадрупольными и октупольными колебаниями остова (см., например, обзор ^{/9/}). Учет этих примесей может существенно уменьшить параметр развязывания ^{/10/} , но не может изменить его знака. Влияние этого эффекта на величину a в основном состоянии однако незначительно. Именно поэтому важно хорошее описание a в ^{183}W и ^{181}Hf . Остается пока без объяснения столь большая величина a в ^{181}W .

Расчеты эффективных факторов g_{π}^z и g_{π}^+ выполнены нами для ядер ^{183}W (состояние $1/2^- [510]$), ^{169}Tm (состояние $1/2^+ [411]$) и ^{171}Yb (состояние $1/2^- [521]$). Результаты расчетов приведены на рис. 2-4. Экспериментальные значения параметров g_{π}^z , g_{π}^+ и b_0 из работ ^{/17,19/} несколько различаются, но величины g_{π}^z и g_{π}^+ практически совпадают при использовании различных вариантов модели Нильссона. Экспериментальные результаты для ^{169}Tm и ^{171}Yb из работ ^{/20,21/} . Анализ этих данных показал, что в ^{169}Tm значения g_{π}^z и g_{π}^+ мало меняются с изменением параметров потенциала Нильссона. Ситуация в ^{171}Yb противоположна. При использовании функций старой модели Нильссона ^{/2/} получается, что $g_{\pi}^z < g_{\pi}^+$ (см. рис. 4). В работе ^{/19/} использовалась другая схема Нильссона и получено, что $g_{\pi}^z > g_{\pi}^+$. На рис.4 показаны результаты расчетов при использовании функций модели Нильссона ^{/2/} . Численные расчеты приводят к различающимся факторам g_{π}^z и g_{π}^+ во всех ядрах, однако их отношение сильно зависит в теории от величин одночастичных матричных элементов $\langle \sigma_z \rangle$, $\langle \sigma_+ \rangle$ и параметра (μr) -взаимо-

действия. В ^{183}W и ^{169}Tm хорошо описываются g_{σ}^+ , в ^{171}Yb — величина g_{σ}^z .

Как и ожидалось, спиновая поляризация практически не влияет на величину параметров развязывания состояний $1/2^+$ [411] и $1/2^-$ [521].

Еще раз подчеркнем, что в нашем подходе перенормировка $\langle \sigma_{\sigma} \rangle$ (величина g_{σ}^z) связана с "рассеянием" нечетной частицы на 1^+0 ($1^{\pi}K$) возбуждениях остова, а перенормировка $\langle \sigma_{+} \rangle$ (величина параметра развязывания a и фактора g_{σ}^+) связана с "рассеянием" на 1^+1 возбуждениях остова. Степень перенормировки зависит, очевидно, от энергии и плотности этих возбуждений. Простая модель с учетом спаривания предсказывает появление 1^+ возбуждений в редкоземельных ядрах обычно при энергиях порядка 2 Мэв [22]. На рис.5 воспроизведен спектр двухквасичастичных 1^+ возбуждений в ^{170}Yb . Особенно велика плотность 1^+1 возбуждений: в среднем в спектре выше 2 Мэв можно найти такое состояние через каждые 100 кэв. Плотность 1^+0 возбуждений примерно в три раза меньше. Очевидно, что в β -распаде можно обнаружить сравнительно небольшое количество этих состояний (небольшая разность масс материнского и дочернего ядер и сильные запреты по квантовым числам). В настоящее время наибольшее количество 1^+ состояний обнаружено в ^{170}Yb при распаде ^{170}Lu [24,25]. Представляет большой интерес возбуждение 1^+ уровней в реакциях (например, при рассеянии электронов).

Теоретически величина факторов g_{σ}^z и g_{σ}^+ зависит как от плотности 1^+0 и 1^+1 возбуждений остова, так и от величин одночастичных матричных элементов. Правила отбора для операторов σ_z и σ_{+} одинаковы:

$$\Delta N = \Delta n_z = \Delta \Lambda = 0.$$

Матричные элементы $\langle \sigma_+ \rangle$ для состояний с асимптотическим $\Lambda = 1$ существенно меньше, чем для состояний с $\Lambda = 0$. Такого резкого различия для матричных элементов $\langle \sigma_z \rangle$ нет. Поэтому в общем случае можно ожидать (с учетом большей плотности $1^+ 1$ возбуждений), что $g_{\pm}^z > g_{\pm}^+$ для состояний с $\Lambda = 0$. Наконец, отметим, что энергетический сдвиг ω_k (см. уравнение (2)) для состояний с $K = 1/2$ примерно в три раза больше, чем для состояний с $K > 1/2$ и может достигать величины 100-150 кэВ. Примесь трехквaziчастичных состояний также возрастает, достигая 3-4% (менее 1% для состояний с $K > 1/2$).

III. Заключение

Спиновые поляризационные эффекты в нечетных деформированных ядрах рассмотрены нами в связи с осцилляциями спиновой части магнитного дипольного момента ядра. В четно-четных ядрах эти осцилляции приводят к возбуждениям с $1^{\pi} 1^{\pi}$ ($K = 0$ или 1). Перенормировка свободных g_{\pm} факторов связана с процессом "рассеяния" нечетной частицы на этих возбужденных состояниях, причем можно различить эффекты "рассеяния" на возбуждениях с $K = 0$ и $K = 1$. Показана также возможность сильного влияния спиновой поляризации на величину параметра развязывания в состояниях с асимптотическим $\Lambda = 0$. Наконец, теория предсказывает правило $g_{\pm}^+ < g_{\pm}^z$ для состояний с $\Lambda = 0$.

Точность численных результатов ограничена использованием метода Тамма-Данкова и простотой выбора остаточного взаимодействия. Ряда количественных изменений можно ожидать при учете взаимодействия типа $\{\vec{\sigma} \vec{Y}_2\}_{1\mu} \{\vec{\sigma} \vec{Y}_2\}_{1-\mu}$. Величина параметра развязывания может слегка меняться при учете перенормировки матричного элемента $\langle l_+ \rangle$. Представляет большой интерес также применение модели на базисе потенциала Саксона Вудса.

В заключение авторы выражают благодарность З. Бохнацки, В.Г. Соловьеву, Р. Шелайну, и П. Хансену за полезное обсуждение работы. Авторы благодарны С. Габракову за помощь в численных расчетах.

Л и т е р а т у р а

1. А. А. Кулиев, Н.И. Пятов. Препринт ОИЯИ, Р4-3934, Дубна, 1968.
2. S.G.Nilsson, Kgl. Dan. Vid. Selsk., Mat.-Fys.Medd., 29, No.16 (1955).
3. Z. Bochnacki and S.Ogaza, Nucl. Phys., 83, 619 (1966).
4. К. М. Железнова, А. А. Корнейчук, В.Г. Соловьев, П. Фогель, Г. Юнгклауссен. Препринт ОИЯИ, Д-2157, Дубна, 1965.
5. B.R.Mottelson and S.G.Nilsson . Mat.Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 1, No. 8 (1959).
6. R.T.Brockmeier, S.Wahlborn, E.J. Seppi and F.Boehm, Nucl. Phys., 63, 102 (1965).
7. A.Faessler and R.K.Sheline. Phys. Rev., 148, 1003 (1966).
8. Ф. А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинкин, С.К. Слепнев, М.Г. Гинзбург. Препринт ОИЯИ, Р4-3607, Дубна, 1967; В. А. Чепурнов. Нуклонные одночастичные состояния в деформированном конечном потенциале с размытым краем. Диссертация, Москва, 1967.
9. C.W.Reich and M.E.Bunker. Proc. Int. Symp. Nucl. Str., Dubna, U.S.S.R., July 4-11, 1968.
10. В.Г. Соловьев, П. Фогель, Г. Юнгклауссен. Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 518 (1967).
11. С.В. Рич и М.Е. Банкер. Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 42 (1967).
12. R.A.Harlan and R.K.Sheline. Phys. Rev., 168, 1373 (1968).

13. D.G. Burke, B. Zeidman, B. Elbek, B. Herskind and M. Olesen. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 35, No. 2 (1966).
14. M.N. Vergnes and R.K. Sheline. *Phys. Rev.*, 132, 1736 (1963).
15. F.A. Rickey, J.R., and R.K. Sheline. *Phys. Rev.*, 170, 1157 (1968).
16. A.K. Kerman. *Mat. Fys. Medd., Dan. Vid. Selsk.*, 30, No.15 (1956).
17. Б.С. Джелепов, Г.Ф. Драницына. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 32, 66 (1968).
18. *Nuclear Data*, B1, 1-37 (1966).
19. D. Agresti, E. Kankeleit and B. Persson. *Phys. Rev.*, 155, 1342 (1967).
20. F. Boehm, *in Nuclear Structure*, ed. by L. Šips, Zagreb, 1966. p. 171.
21. Б.С. Джелепов, Г.Ф. Драницына. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 31, 190 (1967); P. Sparrman, T. Sundström, J. Lindskog. *Ark. Fys.*, 31, 409 (1966).
22. C.J. Gallagher and V.G. Soloviev. *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, 2, No. 2 (1962).
23. Н.И. Пятов, В.Г. Соловьев. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 28, 11, 1617 (1964).
23. O. Prior, F. Boehm, S.G. Nilsson. *Nucl. Phys.*, A110, 257 (1968).
24. Н.А. Бонч-Осмоловская, Я. Врзал, Е.П. Григорьев и др. Препринт ОИЯИ, Р6-3452, Дубна, 1967.
25. В.А. Балалаев, Б.С. Джелепов, А.И. Медведев и др. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 32, 730 (1968).
26. Н.Д. Крамер, П.Т. Прокофьев. Тезисы 17-го Совещания по ядерной спектроскопии, "Наука", Москва 1967, стр. 81.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 сентября 1968 года.

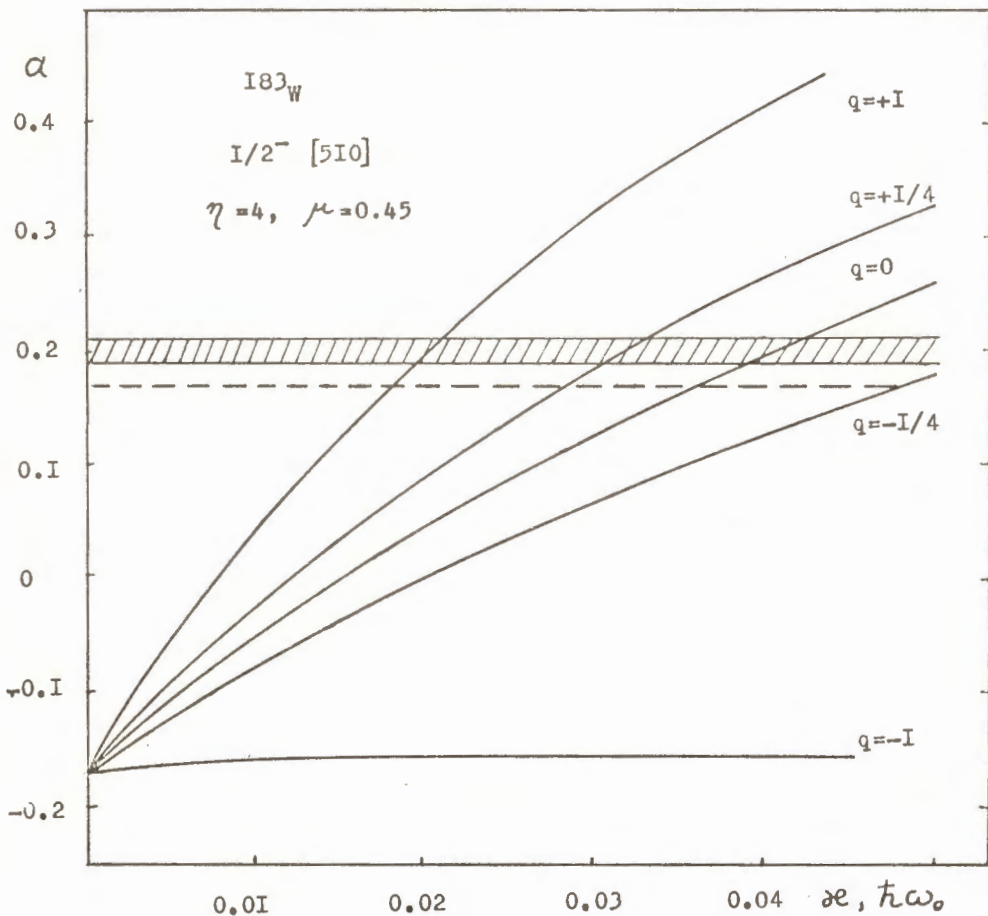


Рис.1. Параметр развязывания состояния $1/2^- [510]$ в ^{183}W как функция κ и q . Значения параметров модели Нильссона η и μ даны на рисунке. Экспериментальное значение α лежит внутри заштрихованной области (без учета взаимодействия Кориолиса). Пунктирная линия соответствует экспериментальному значению α с учетом поправки на взаимодействие Кориолиса [16].

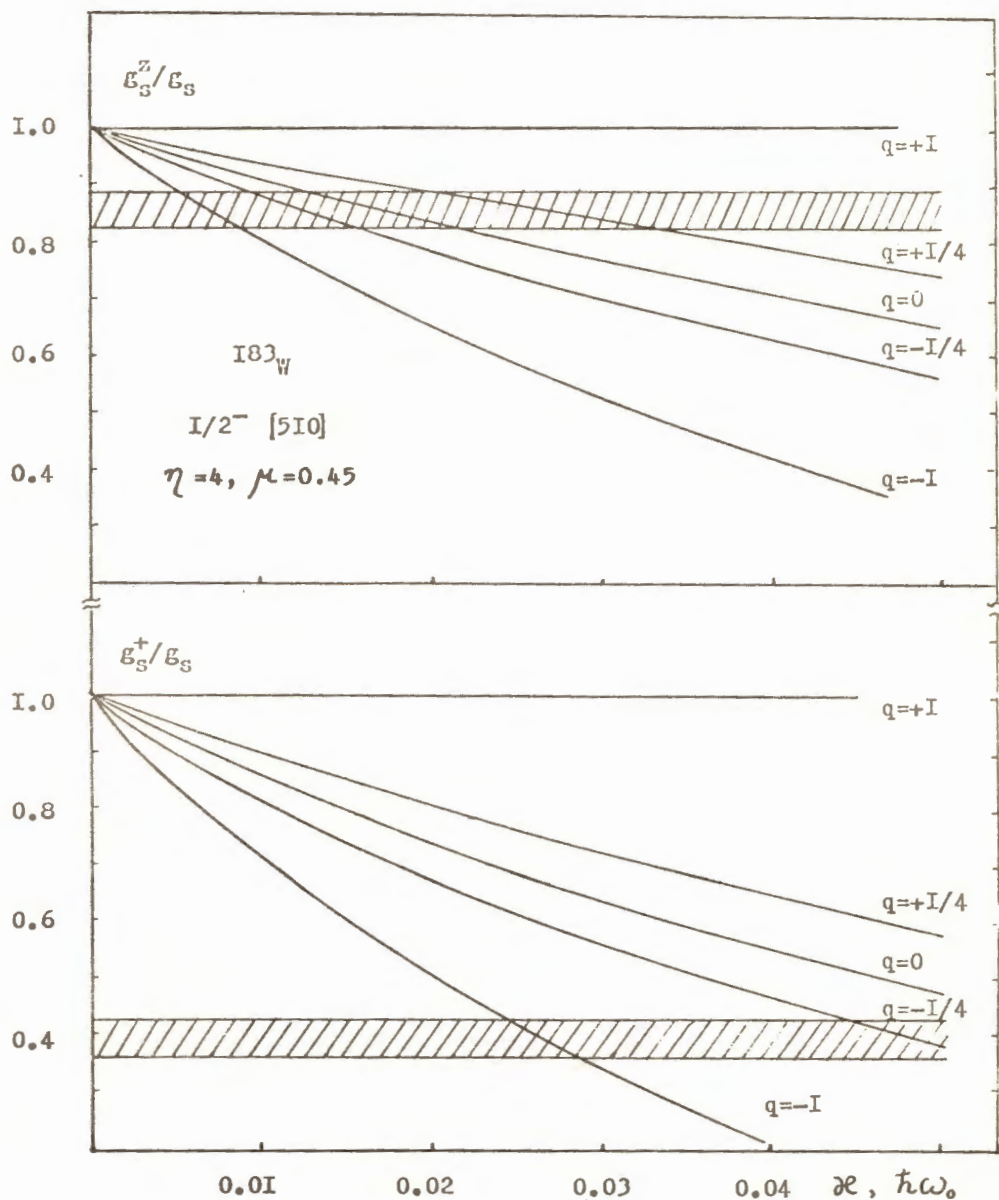


Рис.2. Эффективные ϵ_s факторы в зависимости от k и q . Экспериментальные значения $1/17, 1/19$ лежат в заштрихованных областях.

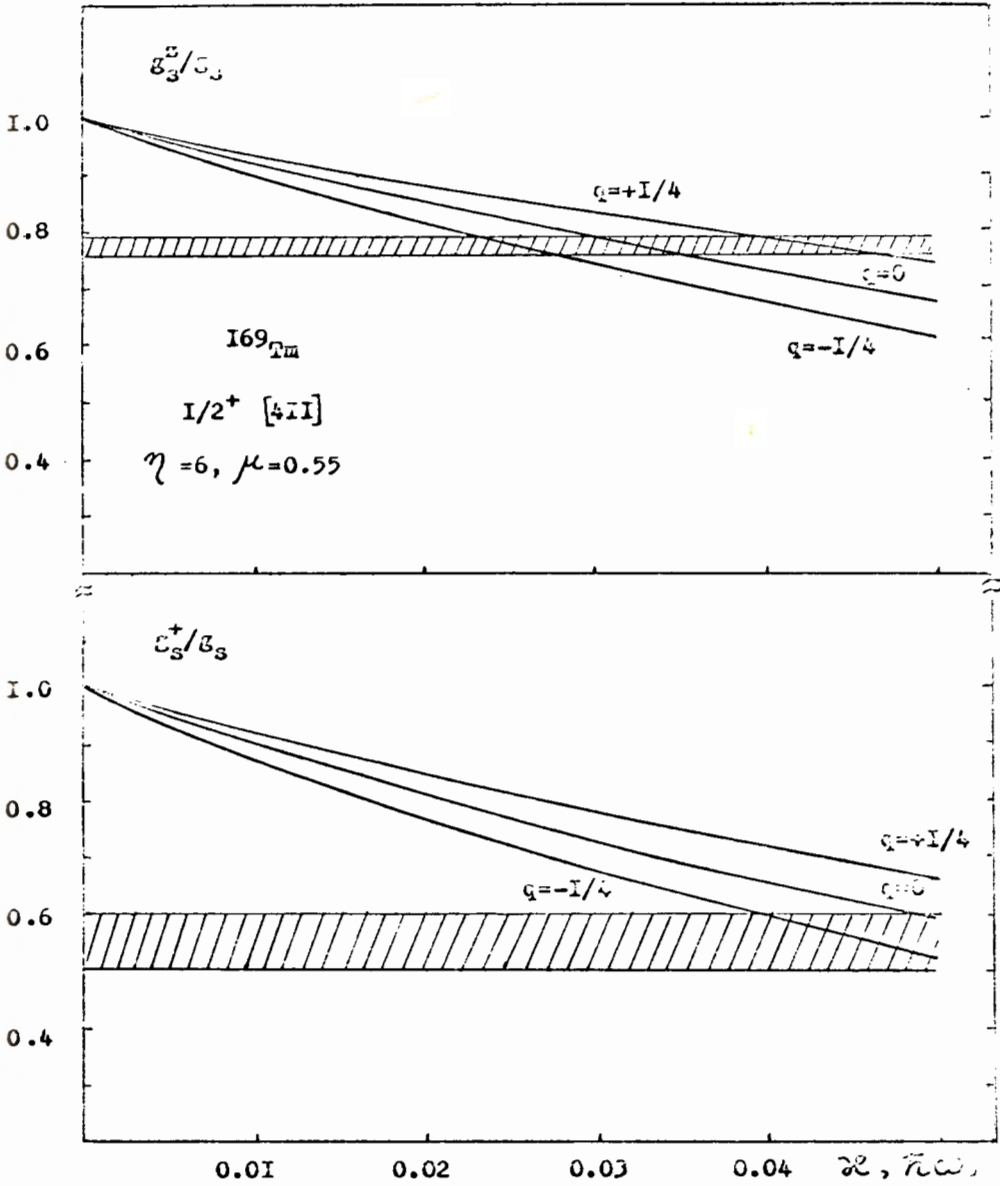


Рис.3. См. подпись к рис.2. Экспериментальные данные - из работ /20,21,23/.

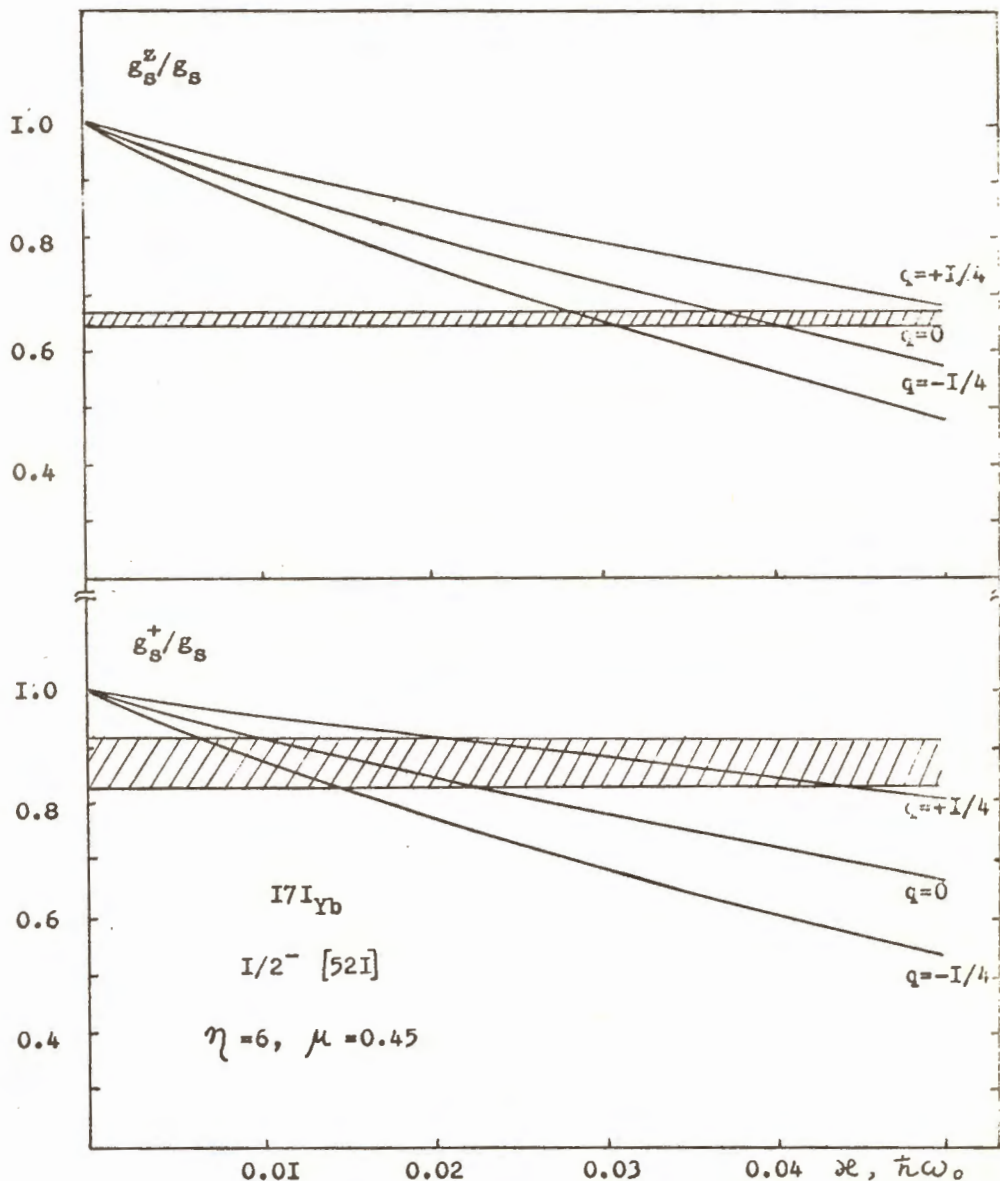


Рис.4. См. подпись к рис.2. Экспериментальные данные - из работ /20,23/.

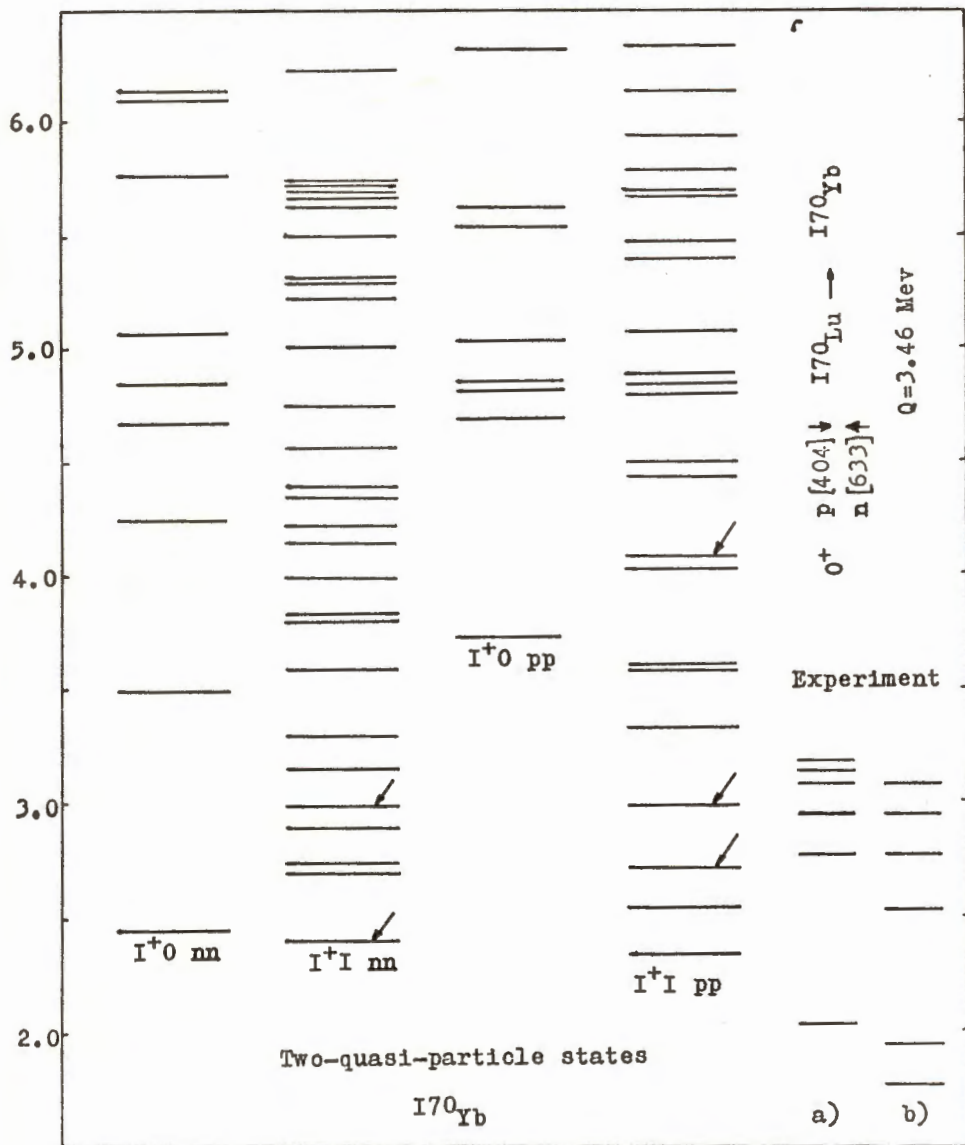


Рис.5. Энергии двухквазичастичных состояний с $1^{\pi}=1^{+}$ и $K=0$ или 1 .
 Экспериментальные данные а) и б) соответствуют работам^{24,25/}.

Таблица

Значения параметра развязывания состояния $I/2^- /5I0/$, вычисленные при различных значениях параметра деформации η .

Ядра	η	$\mathcal{E} = 0,05 \hbar \omega_0$		Эксперимент		Литература
		$q=0$	$q=-1/4$	энергия состояния (keV)	a	
I65 Dy	5	0,22	0,12	570	0,05	II)
	6	0,14	0,04			
I67 Er	5	0,22	0,12	-	0,29	II)
	6	0,14	0,04	767 763	0,13 0,12	I2) 9)
I69 Er	5	0,17	0,07	-	0,07	II)
	6	0,09	0,02	~555 562	0,067 0,07	I2) 9)
I71 Er	5	0,14	0,04	-	0,13	II)
	6	0,06	-0,05	701 701	0,11 0,13	I2) 9)
I69 Yb	5	0,22	0,13	-	0,08	II)
	6	0,14	0,05	813 1317 805	0,01 (0,12) 0,08	9) 9) I3)
I71 Yb	5	0,17	0,08	-	0,19	II)
	6	0,09	-0,01	945 945	0,19 0,032	9) I3)
I73 Yb	5	0,14	0,05	-	0,20	II)
	6	0,06	-0,04	1031 1031	0,20 0,20	9) I3)
I75 Yb	5	0,23	0,14	-	0,18	II)
	6	0,15	0,06	511	0,20	I3)
I77 Yb	5	0,24	0,15	-	0,24	II)
	6	0,16	0,07	333 332	0,22 0,22	I4) I3)
I77 Hf	4	0,29	0,21	567	0,09	I5)
	5	0,23	0,14	739	0,18	I0)
I79 Hf	4	0,30	0,23	-	0,18	II)
	5	0,24	0,16	373 376	0,165 0,21	I4) I5)
I81 Hf	4	0,26	0,18	Основное состояние	0,12	I5)
	5	0,20	0,11		0,18	26)
I81 W	4	0,30	0,22	-	0,48	II)
	5	0,24	0,16	515	0,22	5)
I83 W	4	0,26	0,18	Основное состояние	0,19	II)
	5	0,20	0,11		0,17 0,21	I6) I7)
I85 Os	4	0,26	0,17	Основное состояние	0,02 0,05	II) I8)