

С 3416
К-903

18326

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 5514

А.А. Кулиев

ИССЛЕДОВАНИЯ СПИНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук	Д.П. Гречухин
кандидат физико-математических наук	Р.А. Эрамзян

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Ленинград-
ский государственный университет.

Автореферат разослан " " " 1970 года.

Защита диссертации состоится " " " 1971 года
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета

Р.А. Асанов

Известно, что в атомных ядрах спиновые взаимодействия практически столь же эффективны, как обычные двухнуклонные, и играют важную роль как в формировании среднего (самосогла-сованного) поля ядра, так и в эффектах остаточных взаимодействий. Спиновые силы определяют правила сложения угловых мо-ментов в нечётно-нечётных ядрах и спиновое расщепление в чет-но-массовых ядрах ^{/1/}. Эти силы дают существенный вклад в чётно-нечётный сдвиг уровней в ротационных полосах с $K=0$ ^{/1,2/}. Хорошо известны поляризационные эффекты спиновых взаимодей-ствий в магнитных моментах нечётных ядер ^{/3/}, β -распаде ^{/4/} и других физических процессах. Эти силы также генерируют в чётно-чётных ядрах коллективные ветви возбуждений ^{/5-7/}, ко-торые по своей структуре существенно отличаются от коллектив-ных состояний, связанных с колебаниями ядерной поверхности.

Настоящая диссертация посвящена исследованию эффектов остаточных спиновых взаимодействий в одночастичном и коллек-тивном движениях в деформированных атомных ядрах. В рамках микроскопического подхода рассмотрено влияние этих сил на магнитные моменты, параметры развязывания и бета-переходы в нечётных ядрах, а также свойства генерированного ими магнит-ного дипольного резонанса (1^+ -возбуждения) и коллективных

0^+ -возбуждений (спин-квадрупольных) в чётно-чётных ядрах. Численные расчёты проведены на базе одночастичной модели Нильссона^{/8/}.

В первой главе диссертации дается обзор теоретических и экспериментальных исследований, указывающих на необходимость учёта остаточных спиновых взаимодействий в ядрах. Рассмотрено также мультипольное разложение остаточного спинового взаимодействия и выделены члены, которые существенны в различных явлениях.

Вторая глава диссертации посвящена исследованию эффектов спиновой поляризации в нечётных деформированных ядрах, проявляющихся в магнитных свойствах, параметрах развязывания и в β -переходах. Теоретические исследования спиновой поляризации проводились либо по теории возмущения^{/8,4/}, либо в рамках метода Мигдала^{/9/}. В §§1 и 2 описан простой метод учёта эффектов спиновой поляризации в рамках приближения Тамма-Данкова^{/10,11/}. Предполагается, что монополярная часть (по угловым переменным) спинового взаимодействия генерирует коллективные 1^+ -возбуждения с проекцией полного момента $K = 0$ и $K=1$ в чётно-чётных ядрах. Эффекты спиновой поляризации в нечётных ядрах рассматриваются как обусловленные взаимодействием нечётной частицы с 1^+ -возбуждениями чётного остова. Таким образом, удалось впервые связать эффекты спиновой поляризации в нечётных ядрах со свойствами возбуждений типа $1^\pi = 1^+$ ($K = 0$ или 1^-) в чётно-чётных ядрах. Без промежуточной стадии исследования однофононных состояний в чётно-чётных ядрах^{/12/} найдены амплитуды трехквaziчастичных примесей к одноквaziчастичным состояниям и получено дисперсионное уравнение для сдвига одноквaziчастичных уровней, обусловленного этими примесями.

В §4 исследованы магнитные моменты (g_K -факторы)^{/11/} состояний с $K > 1/2$. Показано, что спиновое взаимодействие нечётной частицы с 1^+ -возбуждениями чётного остова ($K = 0$) приводит к перенормировке одночастичных матричных элементов спинового оператора $\hat{\sigma}_z$ (продольная спиновая поляризация, которой соответствует эффективное значение спинового гиромагнитного отношения g_s^z).

В §5 исследованы магнитные свойства и параметры развязывания состояний с проекцией углового момента $K = 1/2$ ^{/13,14/}. Показано, что в этих состояниях, кроме перенормировки одночастичных матричных элементов $\langle \hat{\sigma}_z \rangle$, возникает дополнительно перенормировка одночастичных матричных элементов $\langle \hat{\sigma}_+ \rangle$ (поперечная спиновая поляризация, которой соответствует эффективное значение $\langle g_s^+ \rangle$). Перенормировка матричных элементов $\langle \hat{\sigma}_+ \rangle$ является следствием взаимодействия нечётной частицы с 1^+ -возбуждениями остова ($K = 1$). Качественно величины g_s^z и g_s^+ определяются плотностью 1^+ -возбуждений чётного остова с $K = 0$ и $K=1$, соответственно. Ввиду существенно большей плотности возбуждений с $K = 1$ можно ожидать, что в состояниях нечётного ядра с $K = 1/2$ матричный элемент $\langle \hat{\sigma}_+ \rangle$ будет перенормировываться сильнее, чем $\langle \hat{\sigma}_z \rangle$, т.е. теория предсказывает правило $g_s^+ < g_s^z$. Это предсказание теории, асимптотически строгое только в состояниях, имеющих проекцию орбитального углового момента $\Lambda = 0$, хорошо согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 1б и 1в). Выяснено, что поперечная спиновая поляризация приводит к перенормировке одночастичного параметра развязывания $\alpha \equiv \sqrt{2} \langle K = 1/2 | j_+ | K = -1/2 \rangle$, входящего в формулу для энергии вращательных состояний на одночастичном уровне с $K = 1/2$

(в частности, из-за поляризации может даже измениться знак параметра развязывания, если $\langle \hat{\sigma}_+ \rangle$ и $\langle \hat{\ell}_+ \rangle$ имеют разные знаки). Таким образом, оказываются связанными между собой магнитные свойства состояний и вращательные спектры на них.

Наибольший интерес представляет параметр развязывания состояния $\frac{1}{2} [510 \uparrow]$, для которого модель Нильссона предсказывает отрицательную величину в области редкоземельных ядер. Многочисленные экспериментальные данные показывают, что знак параметра развязывания этого состояния положителен. Исследования показали /13,14/, что учёт спиновых поляризационных эффектов приводит к изменению знака одночастичного значения параметра развязывания (рис. 1а). Проведены подробные расчёты параметра развязывания для состояния $\frac{1}{2} [510 \uparrow]$ в различных ядрах. Практически во всех ядрах получена положительная величина параметра развязывания и удовлетворительное согласие с экспериментом.

Известно, что в деформированных ядрах скорость разрешенных гамма-теллеровских β -переходов между нечётными ядрами почти на порядок меньше предсказываемой моделью Нильссона с учётом парных корреляций /15/.

В §7 второй главы рассмотрены эффекты спиновой поляризации в разрешенных гамма-теллеровских β -переходах, обусловленные зарядообменной частью спинового взаимодействия /16/. Показано, что наблюдаемое замедление скорости β -распада вызвано взаимодействием нечётной частицы с нейтрон-протонными 1^+ возбуждениями нечётно-нечётного остова ($K=1$). Теория предсказывает, что основная сила β -перехода распределяется по высоковозбужденным состояниям.

Третья глава посвящена исследованию свойств возбуждений с $1^+ = 1^+(K=0; K=1)$, генерированных магнитными дипольными взаимодействиями в чётно-нечётных деформированных ядрах /7,17/.

В §1 с помощью метода Тамма-Данкова получено секулярное уравнение для энергий 1^+ -возбуждений. Показано, что эти состояния появляются в спектрах при $\omega > 2\Delta$ (2Δ -энергетическая щель, обусловленная парными остаточными взаимодействиями). Анализ показал, что в спектроскопической области плотность 1^+ -возбуждений составляет примерно 10-15 состояний на 1 Мэв. В этой области обычно мало состояний с $K=0$ по сравнению с $K=1$. Эти возбуждения хорошо наблюдаются в β -распаде и (n, γ) реакциях (в диссертации проведен анализ 1^+ -возбуждений, обнаруженных в ^{170}Yb). Характерной величиной для 1^+ -возбуждений является $M1$ -переход на основное состояние. Исследования, проведенные в §2 для приведенной вероятности этих переходов, показали, что все 1^+ -состояния с $K=0$ вплоть до энергий порядка 6-7 Мэв характеризуются малыми значениями $B(M1, 0 \rightarrow 1)$. Как правило, для них

$$B(M1, 0 \rightarrow 1) / B(M1)_{s.p.} \leq 0,2 \quad x/$$

Среди низколежащих состояний с $K=1$ могут быть состояния, имеющие значения $B(M1, 0 \rightarrow 1)$ порядка одночастичного. Они слабо коллективизированы, а большая величина матричного элемента $M1$ -перехода обеспечивается большим вкладом состояний из одной сферической подоболочки.

Для выявления области энергий, в которой могут появляться сильно коллективизированные 1^+ -состояния, вычислялось дипольное правило сумм, взвешенное по энергии (§3):

$$x/ B(M1)_{s.p.} = 1,79 \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2$$

$$\frac{1}{4} \langle \Psi_0 | [D_\mu, [H, D_\mu]] | \Psi_0 \rangle = \frac{8\pi}{3} \sum_i \omega_i V_i(M1), \quad (1)$$

где H — модельный гамильтониан ядра, а $\frac{1}{2} D_\mu$ — оператор $M1$ — мультиполя.

Наши исследования показали, что основной вклад в правило сумм дают состояния в области 10–11 Мэв ($K = 0$) и 12–13 Мэв ($K = 1$) (рис. 2). Вклад 1^+ — состояний в области резонансного захвата нейтронов обычно не превышает 10–15% полной величины правила сумм. Сила $M1$ — резонанса определяется в основном одночастичными переходами между уровнями спин-орбитальных дублетов, а его положение зависит от энергии спин-орбитального расщепления. Показано также, что в области энергий резонансного захвата нейтронов могут появляться отдельные состояния с $V(M1, 0 \rightarrow 1) \approx V(M1)_{s.p.}$.

В четвертой главе исследуется влияние спин-квадрупольных взаимодействий на свойства коллективных 0^+ и 2^+ — состояний в чётно-нечётных деформированных ядрах. В §1 в рамках метода приближенного вторичного квантования решается задача совместного учёта парных, квадрупольных и спин-квадрупольных остаточных взаимодействий. Показано, что спин-квадрупольные взаимодействия могут быть ответственны за появление новой ветви 0^+ и 2^+ — возбуждений ниже порога двухквартичных возбуждений. В §2–4 рассмотрены распадные свойства этих состояний ($E2$ и $E0$ — переходы), дана классификация 0^+ — возбуждений по величине отношения приведенных вероятностей $E0$ и $E2$ — переходов /18/ (параметр $X = \frac{e^2 R_0^4 \rho^2(E0)}{V(E2)}$, введенный Расмуссеном /19/). Показано, что без учёта спин-квадрупольных взаимодействий невозможно объяснить появление вторых 0^+ сос-

стояний ниже щели. Связь β — вибраций со спин-квадрупольными возбуждениями приводит к уменьшению $\rho(E0)$, $V(E2)$ и X — для нижайших 0^+ — состояний. В ряде ядер интерференционные эффекты очень сильны, и могут приводить к образованию низколежащих 0^+ — возбуждений со значениями $X \approx 10^{-2} - 10^{-3}$) недавно такие состояния обнаружены в ^{156}Gd , ^{156}Er и ^{170}Yb), в то время как для чистых β — вибраций и спин-квадрупольных взаимодействий характерна величина $X \approx 0,3$ и $0,1$, соответственно. Исследования распадные характеристики 0^+ — состояний типа парных вибраций, имеющих энергию $\omega \approx 2\Delta$. Оказалось, что парные вибрации могут иметь значения $X \approx 1$. Ряд таких состояний также обнаружен в экспериментальных исследованиях /20/. Связь β — вибраций с парными вибрациями приводит, как правило, к резким скачкам значений X вблизи энергий парных вибраций. Расчёты показали, что свойства 2^+ — состояний мало возмущаются спин-квадрупольными взаимодействиями.

В §5 исследовано влияние спин-квадрупольных сил на скорости разрешенных гамма-теллеровских β — переходов типа $1^+ \rightarrow 0^+$ /21,22/. Известно, что модель с парными и квадрупольными взаимодействиями обычно предсказывает такую же скорость разрешенных β — переходов на β — вибрационные состояния, как и на основные. Однако эксперимент указывает, что переход на 0^+ — возбуждения заметно замедлен. Расчёты, проведенные в этом параграфе, показывают, что спин-квадрупольные взаимодействия приводят к сильному замедлению скорости β — распада на 0^+ — возбуждения, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Показано также, что спин-квадрупольные взаимодействия слабо влияют на скорость β — распадов на гамма-вибрационные состояния.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /7,10,11,13,14,16-18,21,22/ и доложены на XVIII - XX ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии, на V Всесоюзной школе по ядерной физике в Ужгороде, а также представлялись на Международный симпозиум по структуре ядра в Дубне и на конференцию по свойствам ядерных состояний в Монреале.

Литература:

1. C.J. Gallagher, S.A. Moszkowski. Phys.Rev., 111, 1282 (1958).
2. Н.И. Пятов. Изв. АН СССР, сер.физ., 27, 1436 (1963); N.D. Newby. Phys.Rev., 125, 2063 (1962).
3. Z. Bochnacki, S. Ogaza. Nucl.Phys., 69, 186 (1965).
4. Z. Bochnacki, S. Ogaza. Nucl.Phys., A102, 529 (1967).
5. N.I. Pyatov. Proc. Lusekil Symp. Sweden, 1966. Ark. Phys., 36, 667 (1967).
6. К.М. Железнова, Н.И. Пятов, М.И. Черней. Изв. АН СССР, сер.физ., 31, 1689 (1967).
7. S.I. Gabrakov, A.A. Kuliev, N.I. Pyatov. Contributions Int. Conf. Prop. Nucl. Str, Montreal, Canada, 1969, p.39.
8. S.G. Nilsson. Kgl. Dan. Vid. Selsk., Mat.Fys.Medd.,29, No. 16 (1955). (см. перевод в сб. "Деформация атомных ядер", ИЛ, 1958).
9. Л.П. Рапопорт, А.С. Чернышов. ЯФ, 7, 309 (1967).
10. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. Proc. Intern. Symp. Nucl. Str. Dubna, USSR, 1968, p. 73.
11. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. ЯФ, 9, 313 (1969); Препринт ОИЯИ Р4-3934, Дубна 1968.

12. V.G. Soloviev. Phys.Lett., 16, 308 (1965); "Структура сложных ядер", стр. 38. Атомиздат, Москва, 1966 г.
13. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. Phys.Lett., 28B, 443 (1968).
14. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. ЯФ, 9, 955 (1969). Препринт ОИЯИ Р4-4069, Дубна 1968.
15. Б.Н. Захарьев, Н.И. Пятов, В.И. Фурман. ЖЭТФ, 41, 1669 (1961).
16. С.И. Габраков, А.А. Кулиев. Сообщения ОИЯИ Р4-5003, Дубна 1970.
17. С.И. Габраков, А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. ЯФ, 12, 82 (1970); Препринт ОИЯИ Е4-4774, Дубна, 1969.
18. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. Изв. АН СССР, сер.физ., 32, 831, (1968). Препринт ОИЯИ Р4-3576, Дубна 1967.
19. J.O. Rasmussen. Nucl.Phys., 19, 85 (1960).
20. R. Graetzer, G.B. Hagemann, K.A. Hagemann and B. Elbek. Nucl.Phys., 75, 1, 1966.
21. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. Препринт ОИЯИ Р4-3171, Дубна 1967.
22. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. Nucl. Phys., A106, 689 (1968).
23. Б.С. Джелепов, Г.Ф. Драницина. Изв. АН СССР, сер.физ., 32, 66 (1968).
24. D. Agresti, E. Kankleit and B. Persson. Phys.Rev., 155, 1342 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 декабря 1970 года.

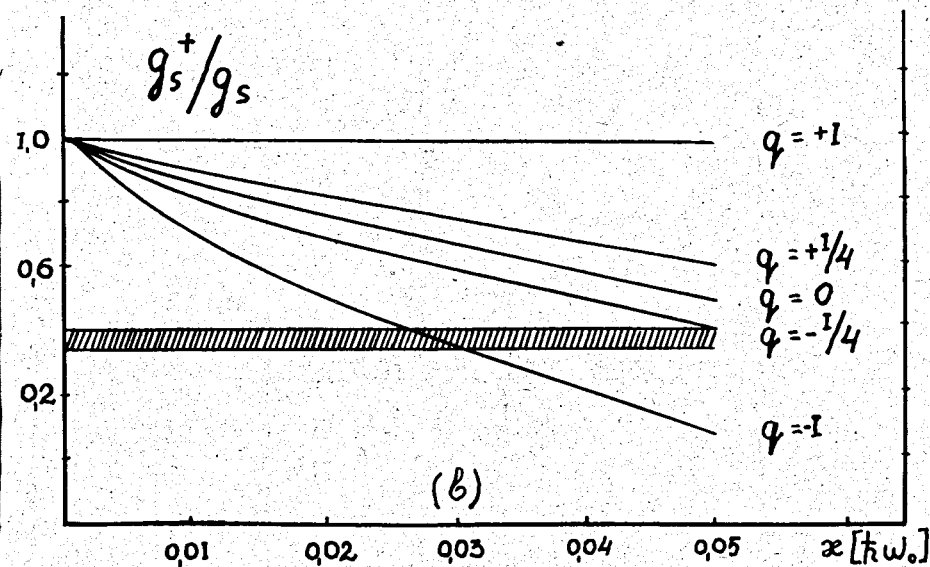
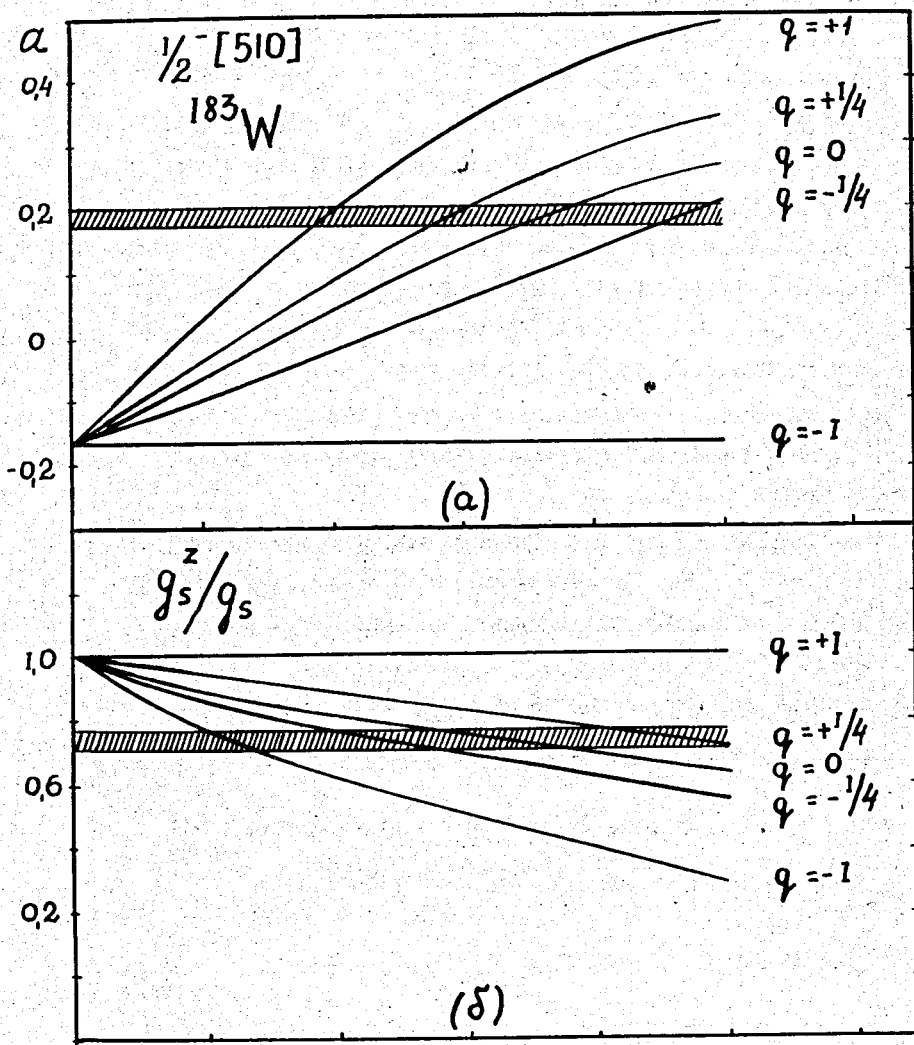
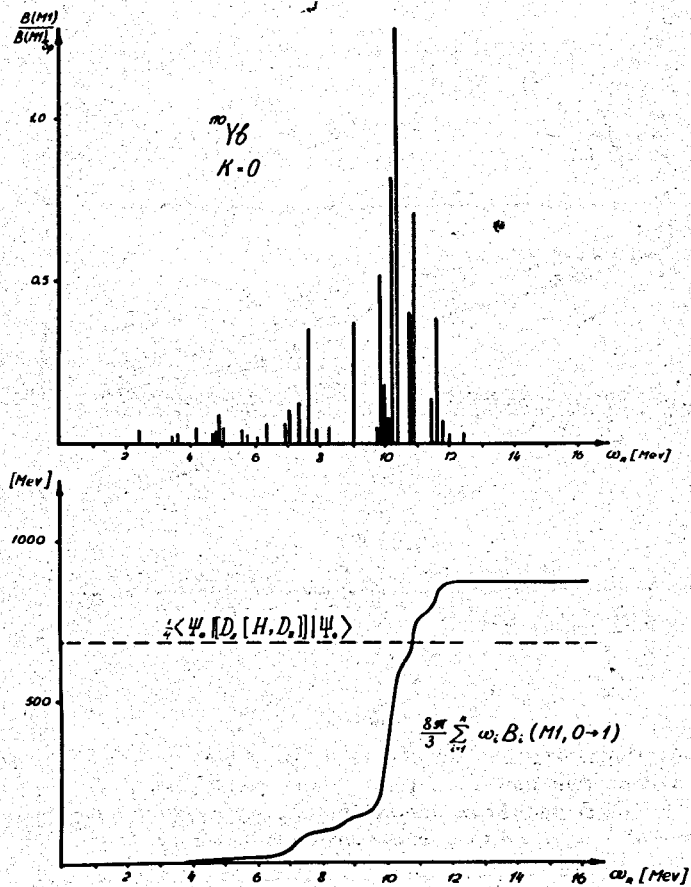


Рис. 1. Параметр развязывания а) и эффективные g_s -факторы б) и с) как функции κ и q для состояния $1/2-[510]$ в ^{183}W . В расчётах использованы параметры схемы Нильссона $\eta = 6$ и $\mu = 0,45$. Экспериментальные данные [23,24] показаны заштрихованными областями.



14

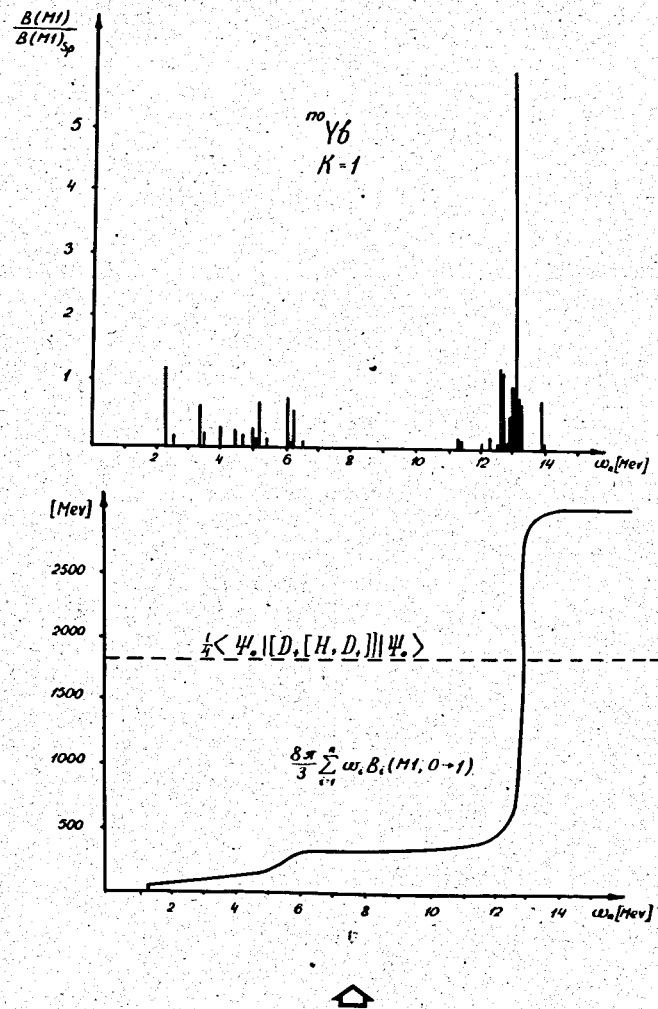


Рис. 2. Энергии переходов ω_n , значение $B(M1, 0 \rightarrow 1)$ и правило сумм для 1^+ -состояний с $K=0$ и $K=1$ в ядре ^{170}Yb . Оценка левой стороны правила сумм показана пунктирной линией. Сплошные кривые соответствуют правой части правила сумм (1).

15