ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В.Г. Соловьев

Д - 639

О β -РАСПАДЕ СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

ДАН СССР, 1961, т 137, №6, с 1350-1353.

Дубна 1960

В.Г. Соловьев

Д - 639

О β -РАСПАДЕ СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

На основе математических методов, развитых Н.Н. Боголюбовым, в [1] была сформулирована сверхтекучая модель ядра, а в [2,3] проведены исследования ряда свойств сильнодеформированных ядер. Наиболее важным отличием сверхтекучей модели ядра по сравнению с первоначальными рассмотрениями парных корреляций [4,5] является учет изменения сверхтекучих свойств ядра при переходе от основных к возбужденным состояниям. В сверхтекучей модели ядра все возбужденные состояния системы, состоящей из N - частиц, относятся к данной системе N -частиц, т.е. число частиц сохраняется в среднем. Сохранение числа частиц в среднем связано с приближенным методом исследования проблемы многих тел, причем, как показано в [2,3], ошибка, связанная с этим, не превышает 6%. Заметим, что в первоначальной формулировке сверхтекучих свойств [4,5] число частиц не сохранялось даже в среднем. Так, среди возбужденных состояний системы, в основном состоянии состоящей из четного числа N частиц, имелись уровни, соответствующие $N-2$, N, $N+2$ частицам, а в спектре возбуждения системы, состоящей из нечетного N' числа частиц, перемешивались состояния, соответствующие $N'-2$, N' или N', $N'+2$ частицам. В связи с этим можно было провести только очень грубые оценки влияния парных корреляций на β -распад [6].

На основе сверхтекучей модели имеется возможность учесть изменения структуры ядра как системы многих тел при β- и γ-переходах вполне определенных ядер. В [1,2] показано, что роль сверхтекучих поправок к вероятностям β- и γ- переходов в сильнодеформированных ядрах, учитывающих перестройку ядра, во многих случаях является весьма важной.

В настоящей работе сформулируем общие правила построения поправок к β -распаду, связанных со сверхтекучестью основных и возбужденных состояний, проведем дополнительную, по сравнению с правилами отбора Алага, классификацию вероятностей β -распада сильнодеформированных ядер и исследуем роль сверхтекучих поправок путем анализа величин $\log ft$ для β -переходов между одинаковыми парами одночастичных состояний в различных ядрах.

Матричный элемент, описывающий β -распад сложного ядра, символически запишем так:

$$\mathcal{M} \sim \Psi^{*}_{2n_N} \Psi^{*}_{2n_Z+1}(s_2) \sum_{\nu,\nu'} \langle \nu | \Gamma | \nu' \rangle a^{+}_{\nu} b_{\nu'} \Psi'_{2n_Z} \Psi'_{2n_N+1}(s_1) = \langle s_2 | \Gamma | s_1 \rangle L \qquad /1/$$

здесь $\langle s_2 | \Gamma | s_1 \rangle$ -одночастичный матричный элемент перехода, а $L = (\Psi^{*}_{2n_N} \Psi'_{2n_N})(\Psi^{*}_{2n_Z} \Psi'_{2n_Z})$, где Ψ_N волновая функция системы N -частиц. Значения ft, характеризующие β - распад, получим в виде

$$ft = \frac{Const}{|\langle s_2 | \Gamma | s_1 \rangle|^2} L^{-2}, \qquad /2/$$

причем L^2 представим в виде $L^2 = R_Z R_N$. Величины R_Z и R_N описывают перестройку ядра при β - переходе, причем первая относится к перестройке протонной, а вторая-нейтронной системам.

Дадим общие правила построения поправок R /т.е. R_Z или R_N / на основе сверхтекучей модели ядра, используя волновые функции, уравнения и обозначения, данные в [2]. Протонную и нейтронную системы будем рассматривать независимо. Найдем R для β -распадов с участием любого числа квази-частиц в начальном и конечном состояниях за исключением тех случаев, когда имеются две квази-частицы на одном и том же уровне. Запишем R в виде

$$R = \gamma \prod_{s \neq f_1, \dots f_c} (u_s u_s' + v_s v_s')^2, \qquad /3/$$

функции u_s, v_s относятся к начальному, а u_s', v_s' - к конечному состояниям. В произведении $\prod_{s \neq f_1, \dots f_c} (u_s u_s' + v_s v_s')^2$ отсутствуют множители, соответствующие тем уровням, на которых имеются квази-частицы, а само оно тем ближе к единице, чем более сходны сверхтекучие свойства начального и конечного состояний. В формулировке [4,5] парных корреляций это произведение равно единице. Далее, если число спаренных частиц в начальном и конечном состояниях одинаково, как, например, при β - распаде ${}^{108+1}_{72}Hf^{181} \rightarrow {}^{108}_{72+1}Ta^{181}$, то $\gamma = u_f^2$, а если число спаренных нуклонов меняется в процессе распада как в ${}^{110}_{72+1}Ta^{183} \rightarrow {}^{108+1}_{74}W^{183}$, то $\gamma = v_f^2$,причем

f относится к уровню, на котором исчезла или появилась квази-частица. Функции u_f^2 или v_f^2 в /3/ характеризуют сверхтекучие свойства системы с меньшим числом квази-частиц. Так, например, при β -распаде нечетной системы в основное состояние четной v_f^2 и u_f^2 относятся к четной системе, а при β -распаде одно-квазичастичного нечетного состояния в двух-квазичастичное возбужденное состояние v_f^2 и u_f^2 относятся к нечетной системе и т.д.

Рассмотрим случай, когда константа парного взаимодействия G стремится к нулю, т.е. когда сверхтекучая модель переходит в модель независимых частиц. Тогда поправка R принимает одно из двух значений: $R=1$ или $R=0$; причем $R=1$ соответствует случаю, когда β -распад происходит без изменения положения всех нуклонов, кроме одного, а в случае $R=0$ β -распад идет с изменением положения более чем одного нуклона в модели независимых частиц. Для β - распада, при котором число пар остается неизменным, $R=1$ для частичных переходов, а $R=0$ для дырочных, а для β -распада, при котором число пар меняется на единицу, $R=1$ для дырочных и $R=0$ для частичных переходов. Частичными переходами назовем те, у которых исчезает или появляется квази-частица на одночастичных уровнях f , энергия которых больше величины λ /играющей роль химического потенциала/, относящейся к системе с меньшим числом квази-частиц. Для дырочных переходов энергии одночастичных уровней f меньше значения λ .

Проведем дополнительную, по сравнению с правилами отбора Алага, сформулированными в [7], классификацию β -распадов сильнодеформированных сложных ядер, а именно, разобьем все β -переходы на три группы:

1 группа $R(G=0)=1$, $0<R(G\neq 0)<1$

2 группа $R(G=0)=0$, $0<R(G\neq 0)<1$

3 группа $R(G=0)=0$ $R(G\neq 0)=0$.

К первой группе отнесем

а/ те β -распады, начальное и конечное состояния которых являются основными состояниями системы,

б/ частичные переходы в случае неизменного числа пар, в/ дырочные переходы при изменении числа пар на единицу.

Заметим, что найденные в [8] β -переходы в состояние $7/2\ 7/2 - [503]$ Hf^{177} с энергией 1060, 1 Кэв, в состояния $9/2\ 9/2 - [505]$ и $7/2\ 7/2 - [503]\ Hf^{175}$ с энергиями 1226,7 Кэв и 1045,5 Кэв, соответственно, и другие принадлежат к переходам, отнесенным к первой группе.

Ко второй группе отнесем:

а/дырочные переходы в случае неизменного числа пар частиц,

б/ частичные переходы в случае, когда число пар частиц меняется на единицу. Для распадов, отнесенных ко второй группе, сверхтекучая модель дает отличные от нуля вероятности переходов, в то время как эти переходы строго запрещены в модели независимых частиц. Заметим, что вычисленные на основе сверхтекучей модели ядра поправки R , отнесенные к первой и второй группам, которые связаны с β-переходами на низко-возбужденные состояния ядер / $\sim$ 0,2 Мэв/, равны между собой по порядку величины; в случае переходов на сильно-возбужденные состояния /$\sim$ 1 Мэв и выше/ появляется значительное различие между ними.

Проведенный анализ экспериментальных данных показывает, что имеется более двух десятков твердо установленных β-переходов, отнесенных ко второй группе. Например, распад Hf^{181} в состояние $1/2\ 1/2 + [411]\ Ta^{181}$, β -распады Ta^{183} в состояние $7/2\ 7/2 - [503]\ W^{183}$, Np^{239} в состояние $5/2\ 5/2 + [622]\ Pu^{239}$ и другие. Обнаружение β -переходов, отнесенных ко второй группе, свидетельствует о преимуществе сверхтекучей модели ядра по сравнению с любой моделью независимых частиц и является еще одним подтверждением существования важного коротко-действующего парного взаимодействия.

Если к первой и второй группам принадлежат те β -распады, при которых исчезает или возникает только одна квази-частица в протонной /нейтронной/ системах, а положение остальных квази-частиц остается неизменным, то к третьей группе отнесем:

а/ переходы с изменением числа квази-частиц протонной /нейтронной/ системы более чем на единицу.

б/ переходы, где наряду с изменением числа квази-частиц на единицу, меняется положение других квази-частиц.

Сверхтекучая модель ядра является моделью независимых квази-частиц, поэтому переходы, связанные с перестройкой квази-частиц в ней, строго запрещены. Представляет интерес исследование вопроса о степени запрещенности переходов, отнесенных к третьей группе. Весьма вероятно, что они сильно замедлены по сравнению с переходами, отнесенными к первой и второй группам. Для определения степени запрещенности β -переходов, отнесенных к третьей группе, следует экспериментально исследовать возможность появления β -распадов одно-квазичастичных состояний нечетной системы в такие двух-квази-частичные возбужденные состояния четной системы, чтобы все три квази-частицы находились на различных одночастичных уровнях.

Проведенная выше дополнительная классификация β -распадов оказывается полезной при идентификации возбужденных состояний нечетных ядер и при анализе уровней в четно-четных ядрах. Для проведения весьма грубых оценок замедления β -переходов нечетных ядер приведем в таблице 1 усредненные значения v_s^2 и u_s^2, характеризующие это замедление, в зависимости от энергии возбуждения нечетной системы /которую следует отсчитывать от последнего заполненного уровня n_F четной системы при $G = 0$ /.

Для выявления роли сверхтекучих поправок проанализируем величины $\log ft$ для β -переходов между парами одинаковых одночастичных состояний в различных ядрах. Заметим, что при таком подходе влияние одночастичного матричного элемента $\langle s_1 | \Gamma | s_2 \rangle$ на относительные значения $\log ft$ исключается не полностью, поскольку при переходе от одного ядра к другому среднее поле несколько меняется. В таблице II приведем три серии такого типа β -распадов. Принадлежность перехода к первой группе обозначим через I, а ко второй - II, в третьем столбце запишем классификацию β -распада, причем вторую колонку отнесем к протонным, а третью к нейтронным переходам. В последнем столбце приведем рассчитанные значения $(\log ft)_{отн.}$ по отношению к первому из данной серии переходов. Из таблицы II видно, что учет парных корреляций в значительной мере объясняет замедление процесса $Gd^{159} \rightarrow Tb^{159}$, где протонный переход относится ко второй группе, а нейтронный - к первой, по сравнению с процессом $Er^{161} \rightarrow Ho^{161}$, где оба перехода относятся к первой группе. Более полно проиллюстрируем влияние сверхтекучести на β -распад в переходах между состояниями $3/2-[521]$ и $1/2+[631]$, где имеются как протонные, так и нейтронные распады, отнесенные ко второй группе. Все три перехода между состояниями $5/2+[642]$ и $7/2-[743]$ относятся к первой группе, однако учет парных корреляций приводит к изменению $\log ft$, что улучшает согласие с экспериментальными данными. Заметим, что некоторое расхождение в случае $Np^{235} \to U^{235}$ связано с изменением среднего поля, что видно из спектров одночастичных уровней нечетных ядер.

Вышеприведенная классификация β -переходов и учет рассчитанных сверхтекучих поправок оказываются полезными при анализе β -распадов четных ядер. В [10] показано, что одночастичные переходы идут с приблизительно одинаковыми скоростями при β -распадах нечетных и четных ядер. Определим одночастичный матричный элемент из β -распада нечетного ядра и воспользуемся им для вычисления $\log ft$ на основе сверхтекучей модели для соответствующего β -перехода в четном ядре. Действительно, определим одночастичный матричный элемент β -распада W^{187} из состояния $3/2-[512]$ в состояние $5/2+[402]\ Re^{187}$, зная, что $(\log ft)_{эксп.} = 7{,}9$ [11], $R = 0{,}33$. Используя это, получим $(\log ft)_{теор.} = 7{,}8$ для соответствующего перехода $Re^{186} \to Os^{186}$ и $(\log ft)_{теор.} = 7{,}94$ для перехода $Re^{188} \to Os^{188}$ между основными состояниями, что находится в хорошем согласии с опытными данными [10] $(\log ft)_{эксп} = 7{,}7$ и $(\log ft)_{эксп.} = 8{,}0$, соответственно.

Сходные правила найдены для построения сверхтекучих поправок к электромагнитным переходам, для которых также введена дополнительная классификация.

В заключение выражаю глубокую благодарность профессору Н.Н. Боголюбову за плодотворное обсуждение, Н.И. Пятову, И.Н. Силину и В.И. Фурману за помощь в проведении численных расчетов.

Часть настоящей работы выполнена во время моего пребывания в Институте теоретической физики Копенгагенского университета. Я приношу глубокую благодарность профессору Нильсу Бору за гостеприимство, О. Бору, Моттельсону, Галлахеру и Алаге за весьма полезные обсуждения.

Литература

1. В.Г. Соловьев. ДАН СССР, 133, 325, /1960/.
2. В.Г. Соловьев. ЖЭТФ /в печати/.
3. Лю Юйань, Н.И. Пятов, В.Г. Соловьев, И.Н. Силин, В.И. Фурман. ЖЭТФ /в печати/.
4. В.Г. Соловьев, ЖЭТФ, 35, 823, /1958/; Nucl.Phys. 9, 655, /1958/59/. ЖЭТФ, 36, 1869, /1959/.
5. С.Т. Беляев. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 31, № 11(1959).
6. М.Г. Урин ЖЭТФ, 38, 1852 /1960/.
7. B. Mottelson, S.G. Nilsson. Mat-Fes. Skr.Dan.Vid.Selsk. 1, 8 (1959).
8. B. Harmatz, T. Handley, I. Michelich. Phys.Rev. 119, 1345 (1960).
9. Днепровский, Л, Нэмет, Л.К. Пекер, ЖЭТФ, 39, 13, /1960/.
10. C.J. Gallagher, W.R.Edwards, G. Manning. Nucl.Phys. 19, 18 (1960).
11. C.J. Gallagher. Nucl.Phys. 16, 215 (1960).

Т а б л и ц а 1.

Значения v_s^2, $u_s^2 = 1 - v_s^2$

	Дырочные возб.сост. (Мэв)			h_F	Частичные возб.сост.		
	2,0	1,0	0,5		0,5	1,0	2,0
v_s^2	0,98–0,99	0,95	0,90	0,50	0,10	0,05	0,01–0,02

Т а б л и ц а 2

Начальные и конечные состояния	β–переход	Классифик.	(log. ft) эксп.	R_z R_N	(log. ft) отн.
$\delta_z = \{5/2 - [532]\}$	$Tb^{159} \rightarrow Gd^{159}$	ah II I	6,7 /7/	0.07	6.7
$\delta_N = \{3/2 - [521]\}$	$Ho^{161} \rightarrow Er^{161}$	ah I I	5,6 /9/	0.35	6.0
$\delta_z = \{3/2 - [521]\}$	$Np^{237} \rightarrow U^{237}$	1u I I	6,0 /7/	0.5	6.0
$\delta_N = \{1/2 + [631]\}$	$Am^{241} \rightarrow Cm^{241}$	1u II I	7.4 /7/	0.1	6.7
	$Bk^{245} \rightarrow Cm^{245}$	1u I II	~7,4 /7/	0.05	7.0
$\delta_z = \{5/2 + [642]\}$	$Np^{239} \rightarrow Pu^{239}$	1u I I	6,5 /7/	0.82	6.5
$\delta_N = \{7/2 - [743]\}$	$Np^{237} \rightarrow Pu^{237}$	1u I I	6,8 /7/	0.36	6.9
	$Np^{235} \rightarrow U^{235}$	1u I I	~7.5 /7/	0.24	7.1