

СЗ41а + СЗ43Г1

С-603

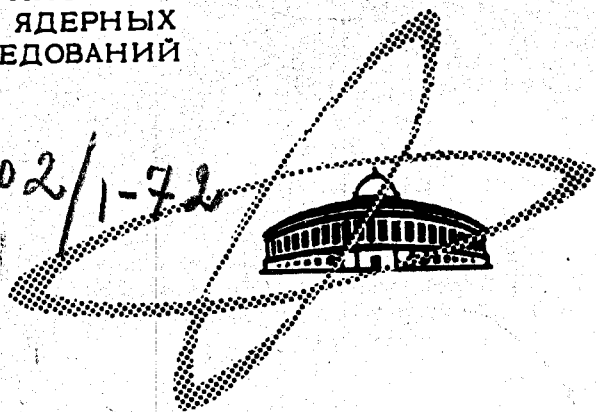
11/4<sup>а</sup>-72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 6631

4202/1-72



В.Г.Соловьев

О МНОГОКВАЗИЧАСТИЧНЫХ КОМПОНЕНТАХ  
ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

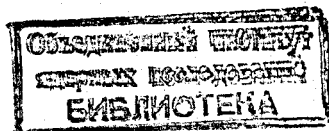
1972

P4 - 6631

В.Г.Соловьев

О МНОГОКВАЗИЧАСТИЧНЫХ КОМПОНЕНТАХ  
ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Направлено в *Physics Letters*



В /1-4/ волновые функции высоковозбужденных состояний представлены в виде разложения по числу квазичастиц. Например, волновая функция нечетного  $N$  сферического ядра имеет вид:

$$\begin{aligned} \Psi_{\lambda}(I^{\pi}M) = & b_1^{\lambda n} (j_1^n) \delta_{l,j^n} \delta_{M,m^n} a_{j_1^n m^n}^+ \Psi_0 + \\ & + \sum_{j_1^n, j_2^n, j_3^n} \sum_{m_1^n, m_2^n, m_3^n} \sum_t b_1^{\lambda n 2t} (j_1^n m_1^n, j_2^n m_2^n, j_3^n m_3^n) a_{j_1^n m_1^n}^+ a_{j_2^n m_2^n}^+ a_{j_3^n m_3^n}^+ \Psi_0 + \\ & + \sum_{j_1^n, j_2^n, j_3^n, j_4^n, j_5^n} \sum_{m_1^n, m_2^n, m_3^n, m_4^n, m_5^n} \sum_{t,t'} b_1^{\lambda n 2t 2t'} (j_1^n m_1^n, j_2^n m_2^n, j_3^n m_3^n, j_4^n m_4^n, j_5^n m_5^n) \times (1) \\ & \times a_{j_1^n m_1^n}^+ a_{j_2^n m_2^n}^+ a_{j_3^n m_3^n}^+ a_{j_4^n m_4^n}^+ a_{j_5^n m_5^n}^+ \Psi_0 + \dots + \\ & + \sum_{t,\zeta} b_1^{\lambda n \Omega \zeta(t)} (j_1^n) \delta_{l,j^n} \delta_{M,m^n} a_{j_1^n m^n}^+ \Omega_{\zeta}^+(t) \Psi_0 + \dots \end{aligned}$$

где  $a_{j_m}^+$  - оператор рождения квазичастицы (см. /5/).

Коэффициенты  $b^{\lambda}$  определяют вклад соответствующей квазичастичной компоненты,  $\lambda$  - номер возбужденного состояния с данными  $I^{\pi}M$ . Индекс  $t=p$  указывает на нейтронную,  $t=n$  - на протонную системы.

В волновой функции (1) произведения  $( a_{jm}^+ a_{j-m}^+ )_{I=0}$  заменены на операторы фононов парных вибраций  $\Omega_{\zeta}^+(t)$ , явный вид которых дан в /4,5/. Через  $\Psi_0$  обозначено произведение квазичастичных или фононных вакуумов для нейтронной и протонной систем.

Пользуясь операторной формой волновых функций типа (1), в /1-4/ приведенные нейтронные  $\Gamma_{\lambda}^0$ , радиационные  $\Gamma_{\gamma\lambda}^0$  и альфа- $\Gamma_{\alpha\lambda}^0$  ширины, а также силовые функции для  $s$ - и  $p$ -нейтронов выразим через коэффициенты  $b^{\lambda}$ . Если имеется операторная форма волновой функции нейтронного резонанса, то на языке коэффициентов волновой функции можно описать входные каналы и получить такие же соотношения, как в моделях валентного нейтрона и входных состояний.

В /3,4/ из экспериментальных значений приведенных нейтронных и парциальных радиационных ширин, получены величины одноквазичастичных и двухквазичастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов. Для ядер с  $50 < A < 250$  они оказались равны

$$|\bar{b}|^2 = 10^{-6} - 10^{-9} \quad (2)$$

В /3,4/ даны выражения для приведенных ширин в случае, когда медленный нейтрон захватывается нечетно-нечетным ядром. В этом случае удастся получить сведения о величинах трехквазичастичных компонент типа  $( p, 2\lambda )$ . Из экспериментальных данных следует, что  $|\bar{b}|^2$  - величины для трехквазичастичных компонент состояний с большими спинами меньше  $|\bar{b}|^2$  - величины для одноквазичастичных и двухквазичастичных компонент. Сведения о величинах трехквазичастичных и четырехквазичастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов могут быть существенно расширены, если в нейтронно-спект-

роскопических исследованиях в качестве мишеней использовать нестабильные ядра и ядра, находящиеся в изомерных состояниях (см. /3/).

Вопрос о величинах многоквaziчастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний является открытым. Несомненно, что волновые функции нейтронных резонансов содержат много тысяч различных квазичастичных компонент. Рассмотрим два возможных предельных случая. Первый случай - все компоненты волновой функции весьма малы и распределение их величин подчиняется статистическим закономерностям. Этот случай соответствует общепринятому представлению о компаунд-состояниях. Второй случай - среди многих компонент волновой функции имеется одна или несколько больших многоквaziчастичных компонент. Это значит, что имеются многоквaziчастичные или фононные компоненты, которые в нормировку волновой функции дают вклад, превышающий несколько процентов. В этом случае нейтронные резонансы должны иметь свои индивидуальные особенности. Представляет интерес на основе экспериментальных фактов выяснить, какой из этих случаев имеет место для нейтронных резонансов.

Некоторые косвенные сведения о величинах четырех-, пяти-, шести-, семи- и восьмиквaziчастичных компонент волновых функций можно получить из анализа  $\alpha$ - и  $\gamma$ -распадов нейтронных резонансов. Действительно, если с  $I^-$  резонансов приведенная радиационная ширина для  $E1$  перехода на двухфононное  $0^+$  состояние больше, чем для перехода в основное состояние, то должен быть значительным суммарный вклад четырех- и шестиквaziчастичных компонент волновой функции нейтронного резонанса. Из того экспериментального факта /6/, что приведенные вероятности  $\gamma$ -переходов на основные и однофононные состояния близки друг к другу, можно сделать вывод о значительном суммарном вкладе четырехквaziчастичных компонент.

Если четырехквазичастичные и шестиквазичастичные компоненты играют существенную роль, то приведенные вероятности  $\alpha$ -переходов на однофононные состояния должны быть больше, чем на основные состояния. Из экспериментальных данных [7] следует, что при усреднении по восьми резонансам с  $J^\pi = 3^-$  в  $^{148}\text{Sm}$  приведенные вероятности  $\alpha$ -переходов на однофононное  $2^+$  состояние в  $^{144}\text{Nd}$  примерно в 2 раза больше приведенных вероятностей  $\alpha$ -переходов на основное состояние. Однако эти косвенные данные о суммарном вкладе многоквазичастичных компонент не дают ответа на вопрос: имеются ли в волновых функциях нейтронных резонансов большие многоквазичастичные компоненты.

Если все многоквазичастичные компоненты волновых функций нейтронных резонансов малы (первый случай), то флуктуации парциальных радиационных и альфа-ширин при переходах на однофононные и двухфононные состояния должны быть меньшими, чем при переходах в основные состояния. Напротив, если имеются большие шести- или восьмиквазичастичные компоненты, то может иметь место значительная флуктуация ширины при  $\alpha$ -и  $\gamma$ -переходах на двухфононные состояния.

По-видимому, наиболее прямой путь наблюдения больших многоквазичастичных компонент волновых функций состоит в изучении высоковозбужденных состояний в реакциях передачи многих нуклонов. Однако на этом пути имеются большие трудности.

Некоторые сведения о величинах многоквазичастичных компонент можно получить путем изучения  $E1$ -,  $M1$ - и  $E2$ -переходов с нейтронных резонансов на состояния с энергией на (1,0 -1,5) Мэв меньшей их. Пусть волновая функция данного резонанса имеет большую восьмиквазичастичную компоненту, с него должны наблюдаться  $E1$ -,  $M1$ -,  $E2$ -переходы на состояния, содержащие большие соответствующие

шие шестиквазичастичные компоненты. С последних, в свою очередь, должны идти  $\gamma$ -переходы на более низкие состояния, как показано на рис. 1. Приведенные вероятности этих переходов должны быть много больше приведенных вероятностей  $\gamma$ -переходов с нейтронных резонансов. Кроме того они должны сильно флюктуировать при переходе от резонанса к резонансу. Если какое-либо многочастичное состояние фрагментировано по нескольким состояниям, то парциальные  $\gamma$ -переходы с ряда нейтронных резонансов на определенное состояние с энергией на  $(1,0-1,5)$  Мэв меньшей должны демонстрировать особенности типа промежуточной структуры. Наблюдение больших приведенных вероятностей  $\gamma$ -переходов с нейтронных резонансов на некоторые состояния с несколько меньшей энергией возбуждения будет свидетельствовать о наличии больших многоквазичастичных компонент в волновых функциях нейтронных резонансов. Возможно, что такие  $\gamma$ -переходы можно фиксировать путем наблюдения  $\alpha$ -распада тех состояний, на которые идут  $\gamma$ -переходы с нейтронных резонансов.

Анализ структуры высоковозбужденных состояний, проведенный в рамках модели  $^{2,8/}$ , учитывающей взаимодействия квазичастиц с фононами, свидетельствует о том, что более предпочтительным является второй случай, когда имеются большие многоквазичастичные компоненты в волновых функциях нейтронных резонансов. В рамках модели рассчитана плотность состояний в нечетных  $A$  ядрах путем подсчета числа полюсов типа квазичастица + несколько фононов. Так, для  $1/2^+$  состояний  $^{239}\text{U}$  в интервале 10 кэв вблизи  $B_n = 4,8$  Мэв количество полюсов является следующим: квазичастица плюс фотон - 7; квазичастица плюс два фотона - 114, квазичастица плюс три фотона - 172 и квазичастица плюс четыре фотона - 26. Взаимодействия между квазичастицами и взаимодействия квазичастиц с фононами при энергиях, близких к  $B_n$ , не в состоянии так же сильно фрагментировать

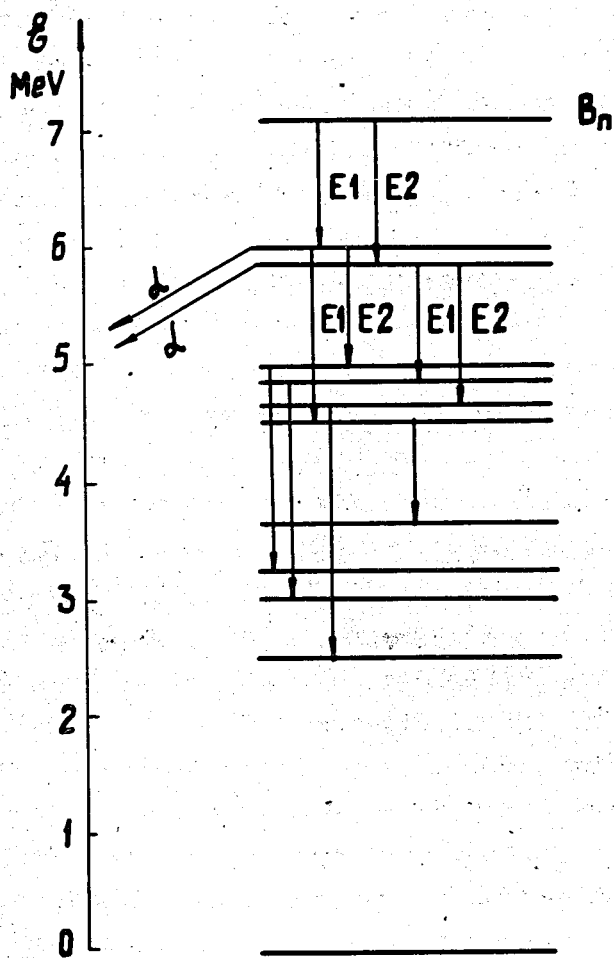


Рис. 1



многочастичные состояния, как это сделано с одночастичными состояниями. Расчеты /8/ показывают, что волновые функции  $^{239}\text{U}$  при энергиях, близких к  $B_n$ , содержат большие многоквaziчастичные компоненты.

На основании сведений о компонентах волновых функций нейтронных резонансов, полученных из экспериментальных данных и расчетов на модели, можно следующим образом представить структуру состояний при энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона  $B_n$ .

1. Одноквaziчастичные и двухквaziчастичные компоненты имеют приблизительно одинаковую величину в значительном энергетическом интервале выше  $B_n$ . Их поведение удовлетворяет статистическим закономерностям, что является следствием развитого процесса фрагментации. Зависимость их величин от массового числа  $A$  демонстрируют силовые функции  $S_0$  и  $S_1$ , величины которых определяются положением подболочек  $s_{1/2}$  и  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$  относительно  $B_n$ .

II. Трехквaziчастичные и четырехквaziчастичные состояния фрагментированы по многим уровням ядра и поэтому трехквaziчастичные и четырехквaziчастичные компоненты волновых функций должны удовлетворять статистическим закономерностям. Исключение составляют легкие и околomagические ядра (а также аналоговые состояния), где процесс фрагментации для них не набрал еще полную силу, что экспериментально проявляется в виде промежуточных структур.

III. Для многоквaziчастичных компонент процесс фрагментации находится в начальной стадии и волновые функции могут иметь большие многоквaziчастичные компоненты и тем самым — индивидуальные характеристики.

Вышеприведенные суждения, особенно касающиеся поведения многоквартичных компонент, находятся в противоречии с общепринятым представлением о компаунд-состояниях и нуждаются в экспериментальной проверке.

В заключение благодарю Л.А. Малова и Ю.П. Попова за помощь и обсуждения.

#### Литература

1. В.Г. Соловьев. ЯФ, 13, 48 (1971).
2. В.Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 666 (1971).
3. В.Г. Соловьев. ЯФ, 15, 733 (1972).
4. В.Г. Соловьев. ЭЧАЯ, 3, №4 (1972).
5. В.Г. Соловьев. Теория сложных ядер. "Наука", 1971.
6. L.M. Bollinger, G.E. Thomas. Phys. Rev., C2, 1951 (1970).
7. J. Kvik, Yu.P. Popov. Nucl. Phys., A154, 177 (1970).  
Yu.P. Popov, M. Przytula, R.F. Rumi, M. Stempinsky,  
M.V. Frontasieva. Nucl. Phys., A188, 212 (1972).
8. В.Г. Соловьев, Л.А. Малов. Препринт ОИЯИ, Р4-6346, Дубна (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 июля 1972 года.