

ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИЙ РЕЗОНАНС И ВИГНЕРОВСКАЯ СХЕМА СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТОВ

Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский

В рамках теории конечных ферми-систем даны квазиклассические решения для энергий и матричных элементов гамов-теллеровского резонанса. Показано, что в средних и тяжелых ядрах он описывается в схеме супермультиплетов Вигнера и вместе с аналоговым состоянием принадлежит супермультиплету $(T_0, 0, 0)$.

Исследование изобарических I^+ состояний в микроскопической теории ядра показывает [1, 2], что существует отчетливая тенденция к коллективизации $\rho\bar{n}$ -ветви состояний этого типа, так что должно существовать выделенное коллективное изобарическое I^+ состояние – гипотетический гамов-теллеровский (ГТ) резонанс. Это состояние лежит в районе аналогового и, по-видимому, обнаружено в области легких [3] и средних [4] ядер.

В теории конечных ферми-систем [5] характеристики коллективного изобарического состояния можно получить в квазиклассическом приближении по методу [6]. В терминах параметров: энергетической ширины слоя избыточных нейтронов – $\Delta\epsilon_F$, относительного смещения ρ - и

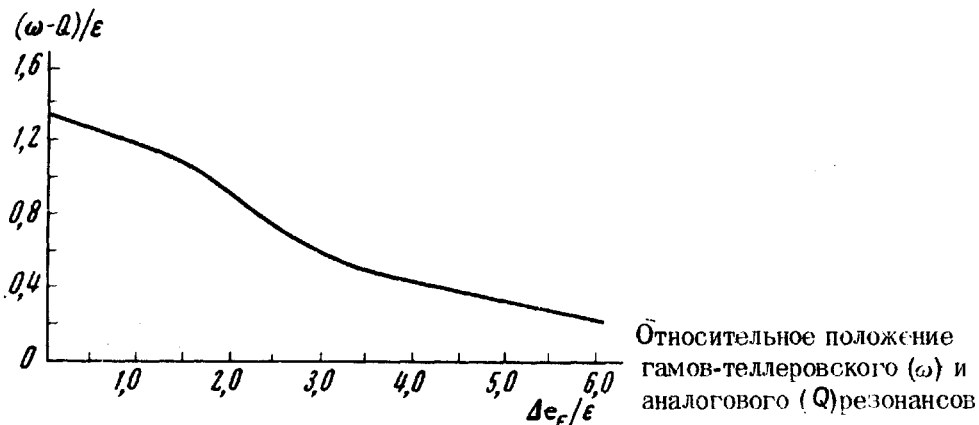
n -поверхностей Ферми $-\delta e_F$ и средней спин-орбитальной энергии последней оболочки $-\epsilon$, в приближении $\Delta e_F > 2\epsilon$ энергия ГТ резонанса

$$\omega = \delta e_F + \Delta e_F + (a+b)g'_0 \Delta e_F + a\epsilon; \quad a = \frac{\epsilon}{g \Delta e_F} + c; \quad g = g'_0 \frac{a+b}{1 + b g'_0} \quad (1)$$

Энергия ω отсчитывается от основного состояния четно-четного ядра $A(N, Z)$, ГТ резонанс наблюдается в ядре $A(N-1, Z+1)$. В приближении полноты системы функций $a = 1/3$; $b = 2/3$; $c \approx 0,3$. Матричный элемент β^+ -распада ГТ резонанса в основное 0^+ состояние ядра $A(N, Z)$:

$$M_{GT}^2 = e_q^2 (N-Z) \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\epsilon}{\Delta e_F} \right) \quad e_q \approx 0,9. \quad (2)$$

Формулы (1) и (2) хорошо описывают точные решения [2] и дают возможность понять качественные особенности ГТ резонанса. Основные из них: сближение энергий ГТ и аналогового резонансов с ростом Δe_F ($\sim N-Z$), что иллюстрируется рисунком, и близость матричных элементов β -распада этих состояний $M_{GT}^2 \approx M_F^2$.



Эти особенности хорошо интерпретируются в феноменологической схеме вигнеровских супермультиплетов [7]. Действительно, значение матричного элемента β -распада ГТ резонанса объясняется, если изо спин ГТ резонанса $T_0 - 1$ (T_0 — изоспин основного состояния ядра $A(N, Z)$), так как из изовекторности гамма-теллеровской вершины следует $|\Delta T| = 1$ и

$$\frac{M_{GT}^2}{N-Z} = (2T_0 - 1)/(2T_0 + 1) \quad \text{для переходов } T_0 - 1 \rightarrow T_0. \quad (3)$$

Приближенное вырождение аналогового резонанса, входящего вместе с основным состоянием ядра $A(N, Z)$ в изомультиплет $(T, S^\pi) = (T_0, 0^+)$, и ГТ резонанса, принадлежащего изомультиплету $(T_0 - 1, 1^+)$.

позволяет далее предположить, что оба изомультиплета входят в один супермультиплет Вигнера, расщепленный за счет эффективного спин-орбитального взаимодействия. С ростом Δe_F относительная роль спин-орбитального взаимодействия, как видно из рисунка падает. Простейшим супермультиплетом, объединяющим аналоговый и ГТ резонансы, является $(T_0, 0, 0)$. Этот вывод практически однозначен, так как другие супермультиплеты включают дополнительные вырожденные состояния, интерпретация которых неясна.

Поскольку другие I^+ состояния иной природы с изоспином $T_0 - 1$ должны иметь принципиально иную супермультиплетную симметрию, связь ГТ резонанса с окружающими его состояниями квазидискретного спектра должна быть ослаблена. ГТ резонанс должен наблюдаться как широкий (в меру нарушения супермультиплетной симметрии спин-орбитальным и кулоновским взаимодействиями) резонанс на фоне компаунд-состояний. Обратное, его экспериментальная ширина позволит судить о степени сохранения этой симметрии. Квазиклассическое решение (1) позволяет ожидать восстановления симметрии с ростом $N - Z$. Подобный факт наблюдался при обработке масс ядер с использованием схемы супермультиплетов Вигнера [8]. Согласие улучшалось с ростом $N - Z$ и A . Интересно отметить также, что для четно-четных ядер согласие достигалось, когда они интерпретировались как состояния супермультиплета $(T_0, 0, 0)$, что совпадает с нашим выводом.

Таким образом, обнаруживается интересная связь проблемы ГТ резонанса с вигнеровской симметрией. Поэтому экспериментальные поиски ГТ резонанса в средних и тяжелых ядрах особенно желательны.

Авторы благодарят В.М.Галицкого, М.А.Троицкого и В.А.Ходеля за дискуссии.

Поступила в редакцию
30 мая 1973 г.

Литература

- [1] J.O.Fujita, K.Ikeda. Nucl. Phys., 67, 145, 1965; J.A.Halbleib, R.A.Sorensen. Nucl. Phys., A98, 542, 1967; S.I.Gabrakov, A.A.Kuliev, N.I.Pyatov. Phys. Lett., B36, 275, 1971.
- [2] Ю.В.Гапонов, Ю.С.Лютостанский. Письма в ЖЭТФ, 15, 173, 1972.
- [3] Дж.Харди. Материалы Международной конференции по физике тяжелых ионов. Дубна 1971, Д7-5769, стр. 319.
- [4] C.Gaarde, K.Kemp, Y.Naumov, P.Amundsen. Nucl. Phys., A143, 497, 1970; C.Gaarde, K.Kemp, C.Petresch, F.Folkman. Nucl. Phys., A184, 241, 1972; Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. Материалы XXIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Тбилиси 1973, стр. 63.
- [5] А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., изд. Наука, 1965.
- [6] Ю.В.Гапонов, Ю.С.Лютостанский. ЯФ, 16, 484, 1972.
- [7] E.P.Wigner. Phys., Rev, 51, 106, 1937.
- [8] P.Franzini, L.A.Radicati. Phys. Lett., 6, 322, 1963.