

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

В. Г. НЕУДАЧИН

СТРОЕНИЕ ЯДЕРНЫХ КВАЗИМОЛЕКУЛ

В последнее время обнаружены состояния квазимолекулы $C^{12} + C^{12}$ с малыми моментами 2^+ и 4^+ и исследованы пути распада квазимолекулярных состояний [1]. Анализ этих данных на основе результатов работы Матхиза, Смирнова и автора [2] по исследованию нуклонных ассоциаций позволяет сделать заключение, что волновая функция квазимолекулярных состояний Mg^{24} во внутренних осях ядра имеет вид

$$|1s \rangle^4 |1p \Lambda = \pm 1 \rangle^8 |1d \Lambda = 2 \rangle^8 |1f \Lambda = \pm 3 \rangle^4, \quad (1)$$

$$\varepsilon \approx -1.$$

Выбор состояний типа (1) обусловлен следующими соображениями: 1) для того чтобы были подавлены интенсивные конкурирующие пути распада на низшие уровни конечных ядер с испусканием более легких, чем C^{12} , ассоциаций, должны быть дырки в заполненной оболочке; 2) для того чтобы «разрешенные» приведенные ширины для нуклонных ассоциаций были большие, нужно, чтобы орбиты Нильссона были заполнены четверками нуклонов и 3) наличие дырок в заполненной оболочке вызывает колоссальную деформацию ядра, и благодаря большому выигрышу энергии, связанному с изменением формы ядра, многочастичные возбуждения имеют сравнительно малые энергии возбуждения E^* . Плоская форма ядра Mg^{24*} диктуется тем, что ядро C^{12} имеет плоскую форму.

Волновая функция (1) позволяет объяснить все имеющиеся данные о распаде квазимолекулы Mg^{24*} и указать новые каналы с большими приведенными ширинами Θ_α^2 . Кроме того, учитывая положения 1, 2 и 3 и экспериментальные данные об энергии плоского состояния O^{16} и линейного состояния C^{12} [2], мы получаем возможность предсказать новые квазимолекулы и выяснить, почему нет квазимолекулярных состояний при рассеянии O^{16} на O^{16} . (Термин квазимолекула не означает, например, что ассоциации $C^{12} + C^{12}$ в квазимолекуле не перекрываются, он означает лишь, что распад $Mg^{24*} \rightarrow C^{12} + C^{12}$ является одним из самых интенсивных путей распада.)

Запрет (1) обнаружен экспериментально [1]. Сравнивая запрещенные α -ширины $\Theta_\alpha^2 \approx 0,01$ с разрешенной шириной для распада на два плоских фрагмента $C^{12} \Theta_{C^{12}}^2 = 0,1$, отметим, что для тех случаев, когда и α -распад, и распад с вылетом более сложной ассоциации разрешены, α -ширины оказываются заметно больше. Так, для O^{16} (осн.) $\Theta_\alpha^2 = 0,3; 1,5; 2,7$ для распада на уровни $0^+, 2^+$ и 4^+ ядра C^{12} , тогда как $\Theta_{Be^8}^2$ (осн.) $= 0,05; 0,1$ и $0,2$ для уровней $0^+, 2^+$ и 4^+ конечного ядра Be^8 (методы расчета Θ_α^2 и др. см. в [3]).

Разрешен α -распад плоского состояния (1) (все $n_1 = N$) на плоское состояние Ne^{20} (кольцо из 5 α -ассоциаций)

$$|1s \rangle^4 |1p, \Lambda = \pm 1 \rangle^8 |1d \Lambda = \pm 2 \rangle^8, \quad (2)$$

для которого E^* низшего уровня ротационной полосы $\approx 5-10$ Мэв, о чем можно судить по энергии возбуждения плоского состояния 0^+ (6,06 Мэв) в O^{16} [2]

$$|1s \rangle^4 |1p, \Lambda = \pm 1 \rangle^8 |1d, \Lambda = \pm 2 \rangle^4. \quad (3)$$

Разрешен также Be^8 -распад (1) на ротационную полосу, соответствующую состоянию (3). Экспериментально эти каналы еще не исследованы.

Судя по имеющимся данным [1], момент инерции для (1) в несколько раз больше, чем для нижней ротационной полосы Mg^{24} . Это согласуется с уникальной деформацией (1). Далее, из (1) очевидно, что при рассеянии C^{12} на C^{12} должно быть интенсивное возбуждение вращательных состояний C^{12} , что тоже согласуется с экспериментом. Отметим, что при $E^* \ll 10$ Мэв у Mg^{24} должно быть другое плоское квазимолекулярное состояние (аналогичное (2) и (3)):

$$|1s >^4 |1p, \Lambda = \pm 1 >^8 |1d, \Lambda = \pm 2 >^8 |1d - 2s, n_{\perp} = 2, \Lambda = 0 >^4 \quad (4)$$

с большими значениями $\theta_{C^{12}}$, которое можно исследовать, например, с помощью реакции срыва $C^{12}(O^{16}, \alpha) Mg^{24*}$.

Состояние O^{16} (3) как квазимолекула $Be^8 + Be^8$ эффективно проявляться не будет, так как разрешен интенсивный конкурирующий α -распад на низшие уровни C^{12} . Однако при нескольких больших E^* у O^{16} будет линейное состояние

$$|1s >^4 |1p, \Lambda = 0 >^4 |1d - 2s, n_z = 2, \Lambda = 0 >^4 |1f - 2p, n_z = 3, \Lambda = 0 >^4 \quad (5)$$

(линейная цепочка из четырех α -ассоциаций), которое, может быть, проще наблюдать у ядра O^{18} при рассеянии Be^9 на Be^9 . Низшие ротационные уровни типа (5) у O^{18} лежат, по-видимому, вблизи порога $O^{18} \rightarrow Be^9 + Be^9$. У состояния (5) α -распад на низшие уровни C^{12} запрещен.

Состояние (2) ядра Ne^{20} должно проявляться как квазимолекулярное при реакции срыва $C^{12}(C^{12}, \alpha) Ne^{20*}$. Квазимолекула типа $Be^9 + C^{12}$ в рассеянии Be^9 на C^{12} будет соответствовать уже конфигурации (1) без одной заполненной d -орбиты примерно с теми же E^* , что и для Mg^{24} .

При рассеянии O^{16} на O^{16} квазимолекула не образуется потому, что таким путем невозможно получить состояние S^{32*} с p -дырками, а 16-кратные возбуждения сферического или почти сферического ядра, нужные для подавления «опасных» конкурирующих каналов, практически нереальны.

В заключение отметим, что старая формула α -модели, определяющая энергии связи α -ядер по известной α -геометрии, по-видимому, хорошо описывает имеющиеся данные для возбужденных состояний с перестроенной α -геометрией. Причины такого успеха остаются неясными.

Автор выражает благодарность Ю. Ф. Смирнову за ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Almqvist E., Bromley D. A., Kuchner J. A., Whaken B. Phys. Rev., 130, 1140, 1963.
2. Маттхиз З., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. ЖЭТФ, 45, № 8, 1963.
3. Балашов В. В., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф., Юдин Н. П. ЖЭТФ, 37, 1385, 1959; Смирнов Ю. Ф., Хлебовска Д. Nucl. Phys., 26, 306, 1961.

Поступила в редакцию
30. 7 1963 г.

НИИЯФ