

## СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА И ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ

*В.А.Карнаухов, С.М.Поликанов*

Проанализированы выводы теории пионной конденсации для такого набора параметров, когда возможно существование суперплотных ядер с большей энергией связи, чем в нормальном состоянии, и в широком диапазоне массовых чисел. (Отмечается существенное отличие свойств сверхтяжелых ядер в суперплотном и нормальном состояниях, которое необходимо учитывать в экспериментальных поисках.)

1. В последние годы А.Б.Мигдалом с сотрудниками развита теория пионной конденсации в атомных ядрах (см., например, [1]; обзор работ по пионной конденсации дан в [2]). В соответствии с этой теорией ядерное вещество, начиная с некоторой плотности  $n_c$ , становится неустойчивым относительно рождения пионов. Следствием этого является фазовый переход в состояние с пионным конденсатом. Выигрыш энергии, связанной с П-конденсатом может привести к появлению аномального связанного состояния при плотности  $n_c$  с большей  $n_c$  (суперплотное ядро – СУПП). Теория не делает определенных предсказаний относительно энергии связи ядра в этом состоянии: расчет крайне чувствителен к параметрам, которые пока не известны с достаточной точностью. Однако, не исключено, что суперплотное ядро будет иметь существенно большую энергию связи на

нуклон ( $\epsilon_s$ ), чем нормальное ( $\epsilon_0$ ). В дальнейшем будем рассматривать именно этот случай.

2. Остановимся на предполагаемых свойствах суперплотных ядер:

а) условию  $\beta$ -стабильности СУПП соответствует  $\nu = Z/A \approx 1/2$ , где  $Z$  — заряд,  $A$  — барионное число ядра. Точнее  $\nu = \frac{1}{2}(1 - 3 \cdot 10^{-3} A^{2/3})$  при  $n_s = 5 n_0$  [1]. Линия  $\beta$ -стабильности для средних и тяжелых суперплотных ядер проходит через  $Z$  и  $A$ , отвечающие нейтронно-дефицитным "обычным" изотопам.

б) Энергии  $\beta$ -распада радиоактивных СУПП при данном удалении от линии стабильности примерно в четыре раза выше, чем для обычных ядер (при  $n_s = 5 n_0$ ) [1]. Если отвлечься от возможного различия в матричных элементах  $\beta$ -распада, то этому соответствуют  $\sim$  в  $10^3$  раз более короткие времена жизни.

в) Вопрос об  $\alpha$ -распаде суперплотных не исследован.

В случае, когда  $\epsilon_s$  существенно превышает  $\epsilon_0$ ,  $\alpha$ -распад аномальных изотопов будет затруднен по энергетическим причинам по крайней мере, вблизи линии  $\beta$ -стабильности.

г) Спонтанное деление будет сильно затруднено. Согласно оценке Мигдала и др. [1]:

$$\left( \frac{Z^2}{A} \right)_{\text{кр}} \approx 50 \frac{\epsilon_s(\nu)}{\epsilon_0(\nu)} .$$

Если  $\epsilon_s$  существенно больше  $\epsilon_0$ , то барьер для спонтанного деления СУПП будет значительно больше, чем для "нормального" ядра с тем же  $\nu$ . Таким образом наиболее важным способом распада СУПП вблизи дорожки  $\beta$ -стабильности является  $\beta$ -распад.

д) В силу отличия  $\epsilon_s$  от  $\epsilon_0$  дефекты масс СУПП могут значительно отличаться от таковых для "нормальных" ядер. Это может быть использовано для отделения : СУПП от нормальных изотопов путем масс-сепарации [3, 4]. В нормальной шкале масс суперплотные могут проявиться, как изотопы с существенно нецелыми значениями  $A$ .

3. В работе [1] указано, что возможная область устойчивых СУПП простирается от  $A \approx 200 \cdot \epsilon_s / \epsilon_0$ , т.е. при  $\epsilon_s > \epsilon_0$  она захватывает далекие трансурановые элементы. Условия существования стабильных суперплотных сверхтяжелых ядер совершенно иные, чем для "обычных" сверхтяжелых, где стабильность целиком определяется оболочечными эффектами. Долгоживущие сверхтяжелые изотопы ("обычные") должны быть сконцентрированы только вблизи магических ядер в виде "островков", размер которых определяется "силой" оболочки. Сверхтяжелые СУПП могут занимать значительно более широкий диапазон  $Z$ . Там, где нет "обычных" сверхтяжелых, могут быть суперплотные. Учитывая это обстоятельство, при экспериментальных поисках сверхтяжелых следует иметь в виду свойства суперплотной модификации ядер, упомянутые в п. 2. В свете п. 2 особый интерес представляют такие методы поиска, которые применимы к стабильным изотопам: X-флуоресценция [5], масс-сепарация с последующим активационным анализом [6], лазерная флуоресценция [7].

4. В связи со всем сказанным сделаем замечание по поводу работы Джентри и др. [5] и Стефана и др. [6]. В первой работе методом

спектроскопии характеристического рентгеновского излучения, вызываемого протонами, были обнаружены следы 126 элемента в гигантских гало, в слюдах, найденных на Мадагаскаре. Стефаном и др. [6] для проверки этого наблюдения проведена масс-сепарация около 2 г мадагаскарского монацита – минерала, из которого и состоит центральная часть гало. Облучением кварцевого коллектора масс-сепаратора нейтронами получен спектр масс продуктов разделения в диапазоне  $A = 290 - 360$ , испытывающих вынужденное деление. Так было показано, что нет пиков при массовых числах, ожидаемых, на основании различных вариантов оболочечной модели для элементов 124 – 127 и сделан вывод об ошибочности работы [5]. Однако, нам хотелось бы обратить внимание на наличие в спектре масс двух статистических достоверных пиков, непроанализированных авторами: при массовых числах примерно 299,5 и 308,5. Представляется важным исследовать возможные фоновые причины появления этих пиков. Если будет показано, что они не имеют фонового происхождения, то в качестве альтернативы объяснения следует рассмотреть гипотезу о суперплотных далеких трансурановых элементах (отметим, что по формуле, приведенной в п. 2 а стабильному изотопу 126 элемента отвечает  $A \approx 290$ ).

5. Остановимся на вопросе искусственного получения СУПП сверхтяжелых элементов. По расчетам Мигдала и др. [1], проведенным для ядерной материи, область отрицательных давлений достигается при плотности  $n \approx 2n_0$ . В реальных ядрах критическая плотность, по-видимому, зависит от  $A$ . Теоретический анализ показывает, что зависимость  $n_c$  от  $A$  довольно слабая [8]. Вместе с тем, оценки, проведенные в работе [9], допускают возможное существенное уменьшение критической плотности для тяжелых ядер. В этом случае путь к СУПП через сверхтяжелые может оказаться более выгодным.

Для достижения удвоенной плотности при взаимодействии тяжелых ионов необходима энергия на нуклон, превышающая энергию Ферми [9]. После того, как составная система пройдет критическую точку и произойдет фазовый переход, выделится энергия возбуждения  $E^* \approx E_K + (\epsilon_s - \epsilon_0) A$ , где  $E_K$  – кинетическая энергия взаимодействующих ядер в с.ц.м.,  $A$  – полное число нуклонов. При значительной разнице  $\epsilon_s - \epsilon_0$  энергия возбуждения будет сравнима с энергией связи ядра (или даже превышать ее). Распад такого составного ядра может носить "взрывной" характер с большим числом вылетевших нуклонов и с образованием фрагментов (суперплотных) существенно более легких, чем исходное составное ядро. Таким образом, получение в качестве фрагмента сверхтяжелого ядра требует значительного избытка по  $A$  для составного ядра, что может быть достигнуто, при взаимодействии двух тяжелых ядер, например,  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ . Методы регистрации суперплотных ядер должны учитывать их необычные свойства.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову, член-корр. АН СССР В.П.Джелепову, В.М.Галицкому за интерес к работе и поддержку. М.Совинскому, Я.Тысу, И.Н.Мишустину, А.В.Игнатьюку за полезные обсуждения.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
17 февраля 1977 г.

## Литература

- [1] А.Б.Мигдал, и др. Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976, т. II, Д-99 20, стр. 386, 1976.
  - [2] G.E.Brown, W.Weise. Phys. Rep., 27с, № 1, 1976.
  - [3] E.Feenberg, H.Primakoff. Phys. Rev., 70, 980, 1946.
  - [4] А.П.Бугорский и др. Сообщение ОИЯИ, 13-10216, 1976.
  - [5] R.V.Gentry et. al., Phys. Rev. Lett, 37, 11, 1976.
  - [6] C.Stephan et. al., Phys. Lett, 37, 1534, 1976.
  - [7] В.И.Балыкин, В.С.Летохов, В.И.Мишин, В.А.Семчишен. Письма в ЖЭТФ, 24, 425, 1976.
  - [8] Э.И.Саперштейн и др. Препринт ИАЭ-2571, 1975.
  - [9] В.М.Галицкий. УФН, 120, 138, 1976; В.И.Алешин, А.Я.Балыш, В.М.Галицкий, Ю.В.Козлов, В.И.Лебедев, В.П.Мартемьянов, Л.А.Микаэлян, А.А.Поманский, В.Г.Тарасенков. Письма в ЖЭТФ, 24, 114, 1976.
-