

## $\pi$ -КОНДЕНСАТ И ДАННЫЕ ПО РАССЕЯНИЮ ЭЛЕКТРОНОВ ЯДРАМИ

А.Б. Мигдал

Высказывается предположение, что наблюдаемое на опыте искажение кривой рассеяния при передаваемых импульсах  $q \cong 3 \phi^{-1}$  объясняется слоистой структурой ядерного вещества, вызванной  $\pi$ -конденсацией. Обсуждаются другие возможные эксперименты, в которых могла бы проявиться слоистая структура ядерного вещества.

### 1. Слоистая структура, вызываемая $\pi$ -конденсацией.

$\pi$ -конденсация означает, что в ядерном веществе возникает слоистая спиновая структура нуклонов. Явление удобно описывать с помощью пионного поля. В неограниченном ядерном веществе конденсатное пионное поле имеет вид [1 — 3]:

$$\phi = a \sin k_0 z. \quad (1)$$

Величины  $a$  и  $k_0$  определяются из уравнения для энергии пионов  $\tilde{\omega}(k)$  в веществе [2, 3]. Слоистая структура спиновой плотности приводит во втором порядке по амплитуде к слоистой структуре плотности как нейтронов, так и протонов:

$$n(r) = n^0(r) (1 + \xi^2 \cos 2k_0 z), \quad (2)$$

где

$$\xi^2 = \frac{3}{16} \frac{f^2 k_0^2 a^2}{\epsilon_F^2}; \quad f = \frac{g}{2m} \approx 1 \quad (\hbar = m_\pi = c = 1).$$

Расчет дает для  $k_0$  величину  $k_0 \cong 1,5 \phi^{-1}$  [3]. Решение уравнения для конденсатного поля в конечной системе приводит к следующим результатам [4]. В системе достаточного размера устанавливается плоская слоистая структура (формула (1)), которая в слое  $\kappa$  переходит в условие  $\phi = 0$  на поверхности. Если радиус системы  $R \lesssim \kappa$ , то реализуются сферические слои  $\phi = a \cos k_0 r$ . Согласно оценкам [4] в средних и тяжелых ядрах  $R > \kappa$  и должны устанавливаться плоские слои. Существование таких слоев должно приводить к ротационной структуре спектров. Если амплитуда относительной модуляции плотности мала, то соответствующий момент инерции мал и энергии ротационных возбуждений велики. Тогда в основном состоянии будет происходить усреднение слоистой структуры (2) по направлению вектора  $k_0$ , и в опытах по упругому рассеянию будет проявляться вместо (2) следующее распределение плотности

$$\tilde{n}(r) = n^0(r) \left( 1 + \xi^2 \frac{\sin 2k_0 r}{2k_0 r} \right). \quad (3)$$

Добавка к борновскому, формфактору, вызываемая модуляциями плотности может быть оценена (при  $q \approx 2k_0$ ) следующим выражением

$$\delta F^{(\pi)}(q) = \frac{3\xi^2}{2q^2 R^2} \frac{\sin(q - 2k_0)R}{(q - 2k_0)R} \quad (4)$$

$\delta F^{(\pi)}(q)$  имеет разкий максимум при  $q = 2k_0 \approx 3\phi^{-1}$ . Эксперименты по упругому рассеянию электронов ядрами [5], как известно, анализировались следующим образом. Распределение плотности протонов выбиралось в виде

$$n_p(r) = n_p(0) \frac{1 + \frac{wr^2}{R^2}}{1 + e \frac{r-R}{\delta}} \quad (5)$$

Константы  $w$ ,  $R$ ,  $\delta$  подбирались так, чтобы получить наилучшее описание экспериментальных данных в широком интервале малых  $q$  ( $q < 2\phi^{-1}$ ), константа  $n_p(0)$  определяется условием  $Z = \int n_p dv$ . После нахождения констант вычислялось сечение рассеяния для больших  $q$ . Общий результат всех экспериментов состоит в том, что в узком интервале  $q$  вблизи  $q = q_0 \approx 3\phi^{-1}$  наблюдается большое отклонение, иногда на порядок величины от вычисленного по распределению (5) сечения. Аналогичное явление наблюдается и при рассеянии протонов [6]. И в этом случае наблюдается отклонение при  $q \approx 3\phi^{-1}$  сечения от расчетного, найденного с помощью оптического потенциала.

Изменение сечения в узком интервале  $q$ , по-видимому, свидетельствует о существовании периодической структуры плотности типа (3) у всех исследованных ядер. Рассмотрим для иллюстрации борновское приближение. Существенная часть борновского формфактора, соответствующая распределению (3), равна (при  $qR \gg 1$ )

$$F(q) \approx \frac{3}{q^2 R^2} \left( \cos qR \psi(\pi q \delta) - \frac{\xi^2}{2} \frac{\sin(q - 2k_0)R}{(q - 2k_0)R} \right), \quad (6)$$

где  $\psi(x) = x / \text{sh } x$ . Наблюдаемое на опыте изменение  $F$  означает, что при  $q \approx q_0$

$$\xi^2 \approx 2\psi(\pi q_0 \delta) \cos q_0 R.$$

Значение  $\xi^2$ , найденное из этого условия, порядка  $5 \cdot 10^{-2}$ . Сравнительно небольшой разброс значений  $\xi^2$  для разных ядер является некоторым аргументом в пользу нашего предположения.

## 2. Оболочечные флуктуации плотности.

Покажем, что оболочечные флуктуации плотности, по-видимому, не могут объяснить наблюдаемый ход сечения. Оболочечные модуляции плотности могут быть найдены аналитически в квазиклассическом приближении (см., например, [7]). Соответствующий формфактор представляет собой плавную функцию от  $q$ . Эта плавная функция в значительной мере подавляется при том методе анализа, который использовался при обработке экспериментов по рассеянию. Учет плавной функции от  $q$  при ведет лишь к небольшому изменению эмпирических констант распределения (5).

Для проверки этого был проделан следующий вычислительный эксперимент. Было найдено распределение плотности протонов для  $\text{Pb}^{208}$  и  $\text{Ca}^{40}$  с помощью  $\psi$ -функции отдельных нуклонов в модели Вудса – Саксона. Затем был сделан анализ Фурье, т. е. был определен формфактор борновского приближения, соответствующий найденному распределению плотности. Далее также, как это делается при анализе экспериментов, были найдены параметры распределения (5), дающие наилучшее согласие с формфактором при  $q < 2\phi$ , после чего формфактор был вычислен для  $q > 2\phi^{-1}$ . Отклонения формфактора, отвечающего гладкому распределению от истинного формфактора невелики и распределены в широком интервале  $q$ .

Следует отметить, что имеются расчеты оболочечных флуктуаций, в которых ценой введения взаимодействия, содержащего произвольные параметры, удается объяснить ход кривой сечения при  $q \approx 3\phi^{-1}$ , но при этом сильно ухудшается согласие для меньших  $q$  [9]. Наше предположение представляется более естественным.

### 3. Возможные эксперименты по проверке слоистой структуры ядерного вещества.

Более полная информация о слоистой структуре могла бы быть получена в опытах по рассеянию электронов на ориентированных ядрах. Опыты такого рода были осуществлены на  $\text{Ho}^{165}$  [8], однако передаваемые импульсы были слишком малы. В этих опытах ориентация ядер приводила к ориентации квадрупольного момента, поскольку нечетный протон в  $\text{Ho}$  имеет проекцию момента на направление вытянутости  $m = j$  ( $j = 7/2$ ). Так как согласно [4] направление слоев энергетически скреплено с направлением вытянутости, то ориентация ядер означает также ориентацию слоев. Это должно привести к увеличению дифракции на слоях по сравнению со случаем слоев, усредненных по направлениям.

Заметим, что опыты по рассеянию поляризованных электронов позволили бы обнаружить слоистую магнитную структуру ядра, соответствующую периодичности спиновой плотности ядерного вещества. При этом соответствующий максимум на кривой рассеяния должен соответствовать  $q = k_0$ , т. е. вдвое меньшему передаваемому импульсу, чем в случае рассеяния на распределении заряда. Слоистая спиновая структура могла бы также проявиться в опытах по рассеянию  $\pi$ -мезонов и протонов на ориентированных ядрах.

Институт теоретической физики  
им. Л.Д.Ландау  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
14 марта 1974 г.

### Литература

- [1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 61, 2210, 1971.
- [2] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 62, 1993, 1972.
- [3] А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.М.Мишустин. ЖЭТФ, 66, 443, 1974.
- [4] А.Б.Мигдал, Н.А.Кириченко, Г.А.Сорокин. Письма в ЖЭТФ, 19, 326, 1974.

- [5] J. Bellicard et al. Phys. Lett., **19**, 527, 1967; J. Heisenberg et al. Phys. Rev. Lett., **23**, 1402, 1969; B. Sinha et al Phys. Rev. Lett., **C6**, 1657, 1972; **C7**, 1930, 1973.
- [6] H. Palevsky et al. Phys. Rev. Lett., **18**, 1200, 1967; G. Alkhozov et al. Phys. Lett., **42B**, 121, 1972.
- [7] Д.А. Киржниц, Г.В. Шпатаковская. ЖЭТФ, **62**, 2083, 1972.
- [8] F. Urhane et al. Phys. Rev. Lett., **26**, 578, 1971.
- [9] Г. Бете. Теория ядерной материи, М., изд. Мир, 1974.
-