

ЯДЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЛЕПТОНОВ

С.В.Акулиничев, Г.М.Ваградов, С.А.Кулагин

Показано, что правильный учет энергетического спектра ядра и ферми-движения нуклонов позволяет объяснить ЕМС-эффект¹ в рамках "обычной" ядерной физики без предположений о деформации нуклонов в ядре и существовании в ядре многокварковых конфигураций.

Как известно, при $Q^2 \rightarrow \infty$ сечение глубоконеупругого рассеяния пропорционально структурной функции (СФ) $F_2(x)$ соответствующей мишени. Исходя из этого, и используя импульсное приближение для рассеяния на ядре, можно следующим образом выразить нуклонный вклад в СФ ядра через СФ нуклона

$$AF_2^A(x) = \int d^4p S(p) F_2^N(x_p), \quad (1)$$

где $x = Q^2/2mq_0$, $x_p = Q^2/2pq$, $S(p)$ – распределение нуклонов в ядре по 4-х импульсам (спектральная функция)

$$S(p) = (2\pi)^{-3} \sum_{\lambda} |\varphi_{\lambda}(p)|^2 \delta(p_0 - m - \epsilon_{\lambda}) \quad (2)$$

$|\varphi_{\lambda}(p)|^2$ – вероятность найти один из нуклонов ядра с импульсом p , а остальные нуклоны в состоянии $|(A-1)_{\lambda}\rangle$ с энергией E_{λ}^{A-1} , $m + \epsilon_{\lambda} = M_A - E_{\lambda}^{A-1}$ ($M_A = Am(1 + \mu/m)$ – масса ядра-мишени, μ – энергия связи на нуклон), а суммирование ведется по всем возбужденным состояниям $|(A-1)_{\lambda}\rangle$. Распределение $S(p)$ нормировано на число нуклонов

$$\int d^4p S(p) = A \quad (3)$$

и может быть извлечено из данных по квазиупругому выбиванию нуклонов в реакциях $(e, e'p)$ ³. Именно учет энергетического спектра внутриядерных нуклонов отличает наш подход от других рассмотрений^{4,5}, где предполагалось, что нуклоны в ядре находятся на массовой поверхности. Чтобы увидеть, к каким следствиям это приводит удобно переписать (1) в конволюционной форме

$$AF_2^A(x) = \int dz f(z) F_2^N(x/z), \quad (4)$$

$$f(z) = \int d^4p S(p) \delta(z - pq/mq_0), \quad (5)$$

где $f(z)$ – распределение нуклонов по продольным импульсам (в единицах массы нуклона

м). Функция $f(z)$ имеет колоколообразный вид с максимумом вблизи среднего значения z

$$z_0 = \frac{1}{A} \int dz z f(z) = \frac{1}{A} \sum_{\lambda} \int \frac{dp}{(2\pi)^3} |\varphi_{\lambda}(p)|^2 \left(1 + \frac{\epsilon_{\lambda} - pn}{m} \right) = 1 + \frac{\langle \epsilon_{\lambda} \rangle}{m}, \quad (n = q/q_0), \quad (6)$$

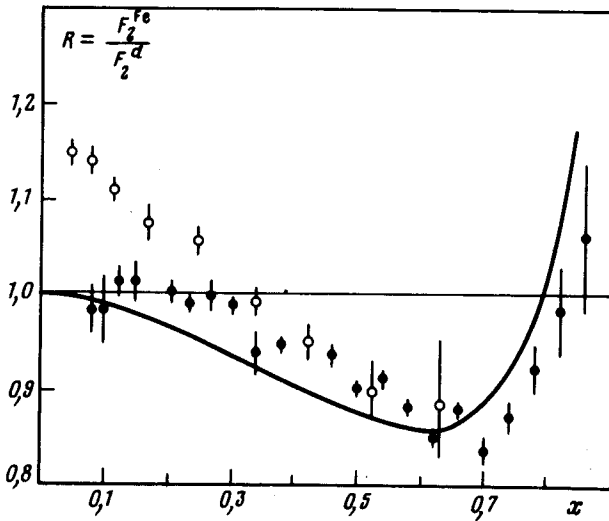
которое выражается через среднюю энергию отделения нуклона $\langle \epsilon_{\lambda} \rangle$, и шириной $\sim p_F/m$, где p_F — импульс Ферми нуклонов в ядре. В области $x \ll 1$ знание $\langle \epsilon_{\lambda} \rangle$ — это вся информация о ядре, которая нужна чтобы определить $F_2^A(x)$. Это легко увидеть из следующего разложения, которое получается из (4) если разложить $F_2^N(x/z)$ вблизи $z = z_0$

$$F_2^A(x) = F_2^N\left(\frac{x}{z_0}\right) + \frac{1}{2} (\langle z^2 \rangle - z_0^2) \frac{\partial^2}{\partial z_0^2} F_2^N\left(\frac{x}{z_0}\right) + \dots \cong F_2^N\left(\frac{x}{z_0}\right). \quad (7)$$

С учетом известной зависимости $F_2^N(x)$ можно убедиться, что (7) справедливо в области $x \lesssim 0,5$ и приводит к убыванию отношения $R(x) = F_2^A(x) / F_2^N(x)$ при условии $z_0 < 1$. Подчеркнем, что последнее условие как раз является необходимым для любой связанной системы ($\epsilon_{\lambda} < 0$). Степень наклона $R(x)$ в этой области определяется величиной z_0 , для вычисления которой мы воспользуемся следующим соотношением, связывающим $\langle \epsilon_{\lambda} \rangle$ и среднюю кинетическую энергию нуклона в ядре $\langle p^2 \rangle / 2m$ в случае парных NN -сил ⁶

$$\langle \epsilon_{\lambda} \rangle + \langle p^2 \rangle / 2m = 2\mu. \quad (8)$$

Используя для ядра железа оценку $\langle p^2 \rangle / 2m = 3p_F^2 / 10m = 23$ МэВ ($p_F = 270$ МэВ/с) и $\mu = -8$ МэВ находим $\langle \epsilon_{\lambda} \rangle_{Fe} = -39$ МэВ, $(z_0)_{Fe} = 0,96^{1)}$.



Экспериментальные данные: \circ — EMC ¹, \bullet — SLAC ². При расчетах использовалась параметризация ¹⁰ $F_2^N(x) = 0,59\sqrt{x}(1-x)^{2,8} + 0,33\sqrt{x}(1-x)^{3,8} + 0,49(1-x)^8$

В области $x \gtrsim 0,5$ параметр разложения (7) не мал и становится важным знание $f(z)$. На рисунке показаны результаты расчетов отношения $R(x)$ в модели ферми-газа нуклонов в среднем потенциале V , ⁹ в которой

$$\varphi_{\lambda}(p) = \delta(p - p') \theta(p_F - |p|), \quad (\lambda = p') \quad (9)$$

$$\epsilon_{\lambda} = V + p^2 / 2m.$$

Потенциал находился из условия $\langle \epsilon_{\lambda} \rangle_{F.g.} = \langle \epsilon_{\lambda} \rangle_{Fe}$ ($V = -62$ МэВ). Эта модель, несмотря на свою простоту, достаточно хорошо отражает основные свойства ядра и, как мы видим из рисунка, удовлетворительно описывает эксперимент в той области, где имеются непротиворечивые данные.

¹⁾ Отметим в этой связи, что в работах ^{7,8} из фитирования экспериментальных данных по формулам сходным с (7) найдено, что z_0 лежит в интервале $0,94 \div 0,96$

Остановимся кратко на правилах сумм для F_2^A . Из (1), (2), (6) следует, что

$$\int_0^A dx F_2^A(x) = z_0 \langle x \rangle; \quad \langle x \rangle = \int_0^1 dx F_2^N(x). \quad (10)$$

Появление здесь множителя $z_0 < M_A / A m$ не противоречит закону сохранения энергии. Это означает, что нуклоны вносят лишь часть вклада в полную энергию ядра. Оставшаяся часть энергии приходится на поля, связывающие нуклоны в ядре. Если предположить, что такими полями являются мезоны, то с их помощью можно насытить (10). Важно также то, что мезонный вклад сосредоточен в области $x < 0,2$ ^{7, 11} и практически не влияет на область $x > 0,2$, которая контролируется нуклонами.

Таким образом, можно утверждать, что эффект ЕМС в области $x > 0,2$ удовлетворительно описывается в рамках импульсного приближения (но с правильным учетом энергетического спектра ядра) без предположений об изменении СФ нуклона в ядре. Последнее обстоятельство с одной стороны оставляет кварковым степеням свободы в ядре меньше места, чем обычно думают, с другой — свидетельствует об удивительной стабильности нуклонов в ядре.

Авторы благодарны Н.В.Красникову, В.А.Кузьмину, В.А.Матвееву, А.Н.Тавхелидзе и Ш.Шломо за полезные обсуждения.

Литература

1. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 105B, 403.
2. Arnold R.G. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 727.
3. Dieperink A.E.L., de Forest T. Jr. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, 95, 1.
4. Bodek A., Ritchie J.L. Phys. Rev., 1981, D23, 1070.
5. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys. Rep., 1981, 76, 215.
6. Koltun D.S. Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 182.
7. Llewellyn-Smith C.H. Phys. Lett., 1983, 128B, 107.
8. Garcia Canal C.H. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1430.
9. Akul'nichev S.V., Kulagin S.A., Vagradov G.M. Preprint INR-P-0382; Preprint NBI-85-08.
10. De Groot J.G.H. et al. Phys. Lett. 1979, 82B, 456.
11. Akul'nichev S.V., Kulagin S.A., Vagradov G.M. Preprint NBI-85-20.

Поступила в редакцию
15 ноября 1984 г.
После переработки
23 мая 1985 г.