

## О МЕХАНИЗМЕ ЗАПОЛНЕНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ МИНИМУМОВ В СЕЧЕНИЯХ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ЯДРАХ

*Г.Д. Алхазов*

Показано, что учет  $t$ -зависимости отношения реальной к мнимой части нуклон-нуклонной амплитуды позволяет улучшить описание дифракционных минимумов в сечениях как упругого, так и неупругого рассеяния на ядрах протонов с энергией 1 ГэВ.

Упругое и неупругое рассеяние на ядрах протонов с энергией 1 ГэВ в последнее время эффективно используется для изучения ядерной

структуры [1]. Существующая теория многократного рассеяния Глauber – Ситенко достаточно точно описывает сечения рассеяния и позволяет из анализа данных по рассеянию протонов большой энергии на ядрах извлекать тонкие детали распределений ядерной материи. Вместе с тем, в описании процесса рассеяния быстрых протонов существуют еще нерешенные проблемы. Так, до сих пор окончательно не выяснена загадочная форма (без дифракционного минимума) сечения возбуждения 1 ГэВ-ными протонами уровня  $3^-$  ( $E_{ex} = 9,64$  МэВ) в ядрах  $^{12}\text{C}$  [2].

В работе [3] нами было показано, что вероятной причиной заполнения дифракционного минимума в сечениях упругого рассеяния протонов на легчайших ядрах ( $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ ) является возможная  $t$ -зависимость величины  $\epsilon$ -отношения реальной к мнимой части амплитуды протон-нуклонного рассеяния. Возникает естественный вопрос, как учет  $t$ -зависимости у величины  $\epsilon$  может повлиять на глубину минимумов в сечениях неупругого рассеяния, и нельзя ли наблюдаемое заполнение минимумов полностью отнести за счет этой зависимости. Насколько нам известно, в литературе этот вопрос не рассматривался. В данной работе рассчитаны сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{40}\text{Ca}$  и неупругого, сопровождаемого возбуждением уровней  $3^-$  в  $^{12}\text{C}$  и  $5^-$  в  $^{40}\text{Ca}$ . Амплитуды протон-ядерного рассеяния вычислялись методом численного интегрирования по точным формулам теории Глauber – Ситенко (см., например, [1]). Кулоновское протон-ядерное взаимодействие учитывалось обычным способом. Амплитуда протон-нуклонного рассеяния, усредненная по  $pp$ - и  $pn$ -взаимодействию, параметризовалась в виде

$$f = \frac{k\sigma}{4\pi} (i + \epsilon) \exp(\beta t / 2), \quad (1)$$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1 t + \epsilon_2 t^2, \quad (2)$$

где  $k$  – волновой вектор,  $\sigma$  – полное сечение протон-нуклонного взаимодействия ( $\sigma = 4,4 \Phi^2$ ),  $\beta$  – параметр наклона ( $\beta = 0,21 \Phi^2$ ),  $t = -q^2$ ,  $q$  – переданный импульс. Многочастичные переходные плотности и плотности основных состояний ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{40}\text{Ca}$  представлялись как произведения соответствующих одночастичных плотностей (что соответствует пренебрежению нуклонными корреляциями). Одночастичные переходные плотности ядерной материи брались в виде

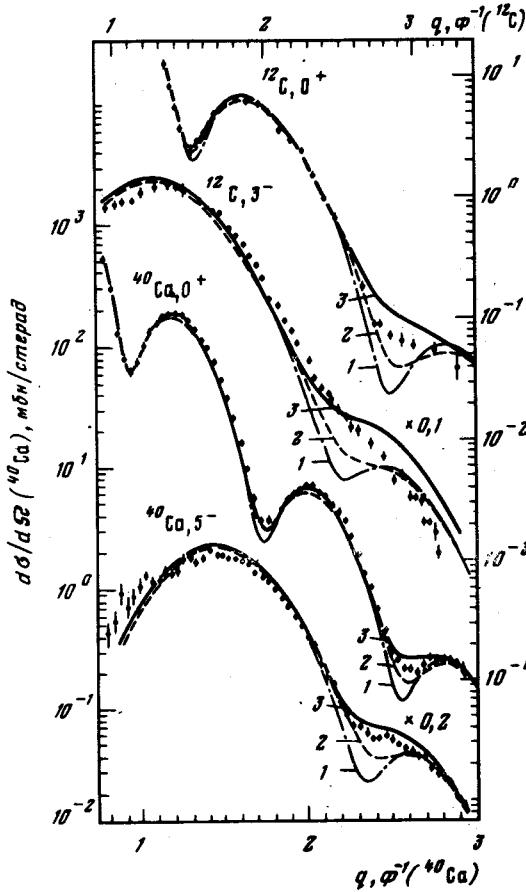
$$\rho_{LM}(\mathbf{r}) = \delta_L Y_{LM}(\mathbf{r}) \partial / \partial r \rho_1(\mathbf{r}),$$

одночастичные плотности основного состояния  $\rho_0(\mathbf{r})$  и плотности  $\rho_1(\mathbf{r})$  параметризовались ферми-распределениями:

$$\rho_i(\mathbf{r}) \sim [1 + W_i (r/R_i)^2] / \{1 + \exp[(r - R_i)/a_i]\}, \quad (i = 0, 1).$$

Расчеты были выполнены со следующими значениями параметров<sup>1)</sup>:

$R_0 = R_1 = 2,16 \Phi$ ,  $W_0 = W_1 = -0,11$ ,  $a_0 = 0,55 \Phi$ ,  $a_1 = 0,68 \Phi$ ,  $\delta_3 = 0,47 \Phi$  для  $^{12}\text{C}$  и  $a_0 = a_1 = 0,60 \Phi$ ,  $W_0 = W_1 = -0,1$ ,  $R_0 = 3,66 \Phi$ ,  $R_1 = 3,40 \Phi$ ,  $\delta_5 = 0,27 \Phi$  для  $^{40}\text{Ca}$ . Отметим, что конкретный выбор значений параметров плотностей влияет на положение минимумов и высоту максимумов, но относительно слабо влияет на глубину минимумов. На рисунке приведены результаты расчетов со следующими значениями параметров протон-нуклонной амплитуды: 1 -  $\epsilon_0 = -0,24$ ,  $\epsilon_1 = 0$ ,  $\epsilon_2 = 0$ ; 2 -  $\epsilon_0 = -0,18$ ,  $\epsilon_1 = -0,08 \Phi^2$ ,  $\epsilon_2 = 0$ ; 3 -  $\epsilon_0 = -0,21$ ,  $\epsilon_1 = 0$ ,  $\epsilon_2 = 0,012 \Phi^4$ .



Сечения упругого ( $0^+$ ) и неупругого ( $3^-, E_{ex} = 9,64 \text{ МэВ}$ ;  $5^-, E_{ex} = 4,49 \text{ МэВ}$ ) рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{40}\text{Ca}$ . Кривые 1, 2 и 3 соответствуют расчетам без учета  $t$ -зависимости в отношении реальной к мнимой части нуклон-нуклонной амплитуды (1) и с включением линейного (2) и квадратичного (3) по  $t$  членов (расчетные сечения нормированы на экспериментальные)

Расчитанные сечения сравниваются с экспериментальными данными [4]. Величина  $\epsilon_0$  в варианте 1 была выбрана из условия оптимального описания глубины первого минимума в сечении упругого рассеяния протонов на ядрах  $^{40}\text{Ca}$ . Видно, что при этом расчетная глубина первого минимума в сечении упругого рассеяния в случае  $^{12}\text{C}$  оказалась больше, чем экспериментальная. Во втором и в третьем вариантах, когда была включена  $t$ -зависимость в величине  $\epsilon$ , удалось описать глубину

<sup>1)</sup>Здесь приведены параметры "свернутых" плотностей, включающих конечный размер нуклона.

первого минимума в сечениях упругого рассеяния как для  $^{40}\text{Ca}$ , так и для  $^{12}\text{C}$ . Что касается формы минимумов при больших переданных импульсах, то видно, что учет  $t$ -зависимости у величины  $\epsilon$  приводит (при использовавшихся значениях  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ ) к значительному заполнению минимумов. Таким образом, проведенные расчеты показывают, что одной из основных причин заполнения дифракционных минимумов при больших  $q$  в сечениях как упругого, так и неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах является, возможно, зависимость отношения реальной к мнимой части нуклон-нуклонной амплитуды от переданного импульса.

К сожалению, информация о действительном поведении  $pp$ -амплитуды отсутствует вследствие сложности осуществления полного опыта для  $pp$ -рассеяния. Проведенное здесь рассмотрение позволяет поставить вопрос об определении  $t$ -зависимости отношения реальной к мнимой части нуклон-нуклонной амплитуды непосредственно из данных по рассеянию протонов на ядрах. Действительно, заполнение дифракционных минимумов как в сечениях упругого, так и в сечениях неупругого рассеяния протонов на ядрах очень чувствительно к величине  $\epsilon_0$  и к зависимости  $\epsilon$  от  $t$ . Однако необходимо учитывать, что на степень заполнения минимумов могут влиять и другие факторы, например, нуклонные корреляции [2]. Разделению этих эффектов способствовало бы выполнение экспериментов при разной энергии протонов. Так, при энергии  $E_p = 24$  ГэВ в сечении упругого рассеяния протонов на ядрах  $^4\text{He}$  наблюдается глубокий дифракционный минимум [5]. Следовательно, заполнение этого минимума при энергии  $E_p = 1$  ГэВ не связано со структурой ядра  $^4\text{He}$ . Измерение дифференциального сечения неупругого рассеяния с возбуждением уровня  $3^-$  в ядре  $^{12}\text{C}$  при энергии  $E_p \approx 20$  ГэВ позволило бы, очевидно, выделить в минимуме сечения возможный вклад, обусловленный нуклонными корреляциями, что способствовало бы дальнейшему изучению структурных особенностей ядра  $^{12}\text{C}$ .

Институт ядерной физики  
им. Б.П.Константинова  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
30 марта 1980 г.

### Литература

- [1] G.D.Alkhozov et al. Phys. Rep., 42, 89, 1978.
- [2] Y.Abgrall et al. Nucl. Phys., A271, 477, 1976.
- [3] G.D.Alkhozov et al. Phys. Lett., 85B, 43, 1979.
- [4] R.Bertini et al. Phys. Lett., 45B, 119, 1973; G.D.Alkhozov et al. Phys. Lett., 42B, 121, 1972; G.D.Alkhozov et al. Nucl. Phys., A274, 443, 1976.
- [5] J.Berthot et al., 6-th Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Santa Fe, 1975.