

УДК 539.1:001.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ И ПОПЕРЕЧНОЙ КОМПОНЕНТ СЕЧЕНИЯ $^{12}\text{C}(e, e')$ В ОБЛАСТИ КВАЗИУПРУГОГО ПИКА

Г. А. ВАРТАПЕТЯН, Г. Г. МКРТЧЯН, И. А. ТРОШЕНКОВА,
В. О. ТАТЕВОСЯН, Г. Б. КАЗАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 5 мая 1989 г.)

Представлены результаты анализа данных ЕрФИ совместно с данными Сакле в области квазиупругого пика на углероде. Получена информация о продольной (R_L) и поперечной (R_T) функциях отклика ядра в области переданных импульсов $q \leq 660$ МэВ/с, которая не противоречит возможной модификации структурных функций нуклона внутри ядерной материи.

В настоящей работе представлены результаты анализа экспериментальных данных ЕрФИ совместно с данными Сакле [1] в области квазиупругого пика и, частично, Δ_{33} -резонанса в реакции (e, e') на углероде. В итоге получена экспериментальная информация о продольной (R_L) и поперечной (R_T) функциях отклика ядра в области переданных импульсов $q > 550$ МэВ/с. Данные Сакле в отдельности позволяют определить эти функции в интервале $300 < q < 550$ МэВ/с.

Результаты первых экспериментов с разделением R_L , R_T [2—6] указывают на серьезное отклонение поведения этих компонент от предсказаний теории в рамках только нуклонных степеней свободы. Особый интерес представляют данные о продольной функции отклика R_L . Помимо оценок на вклад парных корреляций [7—8], эти данные могут являться свидетельством модификации внутренних свойств нуклона в ядерной среде [9]. В этой связи актуальной проблемой является разделение компонент функции отклика при высоких переданных импульсах порядка 1 ГэВ/с, где, как указывается в работе [9], ожидается сильное различие в расчетах с использованием модифицированного и свободного формфакторов нуклона, соответственно.

Функции отклика ядра определяются согласно следующим формулам, полученным в однофотонном приближении:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\omega} = \sigma_M \cdot \left\{ \frac{q^4}{q^4} \cdot R_L(q^2, \omega) + \frac{1}{2\varepsilon} \cdot \frac{|q^2|}{q^2} \cdot R_T(q^2, \omega) \right\},$$

где σ_M — есть сечение моттовского рассеяния на точечной частице:

$$\sigma_M = \frac{a^2 \cos^2 \theta/2}{4E^2 \sin^4 \theta/2}, \quad \varepsilon$$
 — параметр, связанный с поляризацией виртуаль-

ного фотона: $\varepsilon = [1 + 2 \frac{q^2}{|q^2|} \cdot \text{tg}^2 \theta/2]^{-1}$.

При интерполяции для каждого значения ω получилось от 2 до 5 точек с различными значениями ε [или $\xi = \frac{1}{2\varepsilon} (q^2/q^2)$]. Ордината и наклон прямой, проведенной через эти точки, однозначно определяют R_L и R_T при данных ω и q . Обязательным условием при этом считалось одновременное присутствие данных Сакле и ЕрФИ. Подробное изложение всей процедуры можно найти в работе [11].

На рис. 1, 2 представлены результаты разделения для продольной (точки) и поперечной (кружочки) составляющих функций отклика

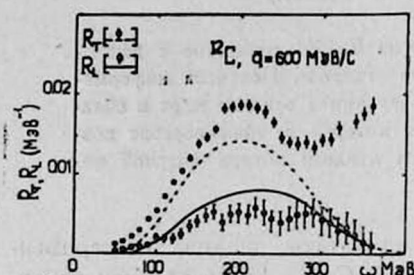


Рис. 1. Продольная (R_L) и поперечная (R_T) функции отклика ^{12}C при $q = 600$ МэВ/с. Кривыми приведены расчеты по оболочечной модели ядра с учетом Ферми-движения и энергии связи в ядре [12].

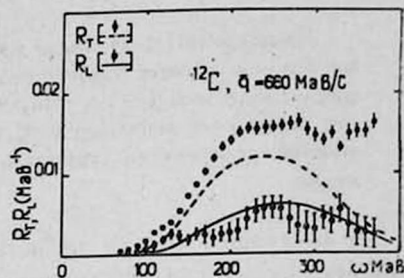


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 при $q = 660$ МэВ/с.

при двух значениях импульса $q = 600$ и 660 МэВ/с. Сплошной и штриховой кривыми приведены наши расчеты R_L и R_T для некогерентного рассеяния электронов на отдельных нуклонах ядра ^{12}C с учетом фермиевского движения и энергии связи нуклонов [12]. Видно, что с ростом q разница между расчетами и экспериментом для продольной компоненты R_L имеет тенденцию уменьшаться, что подтверждается нашими расчетами и при более низких q [13]. Такое поведение частично можно объяснить за счет принципа Паули, неучтенного в теории.

Отметим, что для поперечной компоненты R_T наши расчеты (штриховая кривая) заведомо ниже эксперимента, поскольку в данной кинематической области, особенно в промежутке между квазиупругим и резонансным пиками, по-видимому, необходимо учесть еще, по крайней мере, вклад обменных мезонных токов [14] и рассеяние на скоррелированных нуклонных парах [15].

Остановимся кратко на вопросе о том, как соотносятся наши экспериментальные результаты с предсказаниями электроядерных правил сумм [6, 16]. Известное кулоновское правило сумм [6]

$$C(q) = \int_0^\infty R_L(\omega, q) d\omega$$

или его модификация [16]

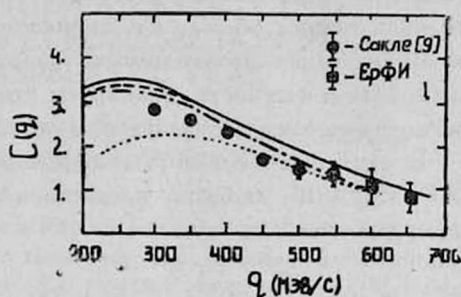
$$C'(q) = \int_0^{\infty} R_L(\omega, q) / G_E^p(q^2) d\omega =$$

$$= z - z [F^{el}(q^2)]^2 + P_2(q), \quad (1)$$

прежде всего привлекательны тем, что они максимально модельно независимы. Действительно, интегрирование по всем ω позволяет использовать условие полноты, т. е. убрать зависимость от многообразия конечных состояний ядра и выделить вклад парных корреляций $P_2(q)$, с одной стороны. А с другой — значение $C'(q)$ зависит от предположения относительно поведения зарядового формфактора протона $G_E^p(q^2)$.

Для сравнения с расчетами известных авторов мы указали полученные нами значения $C(q)$ на рис. 3, приведенном в работе [16]. Видно, что

Рис. 3. Кулоновское правило сумм (2) для ^{12}C . Сплошная и штриховая кривые — расчеты для оболочечной модели и модели свободного Ферми-газа, соответственно. Штрих-пунктирная кривая — расчеты Ван-Орде-на, пунктирная кривая — расчеты Лаже, приведенные в работах [2, 15]. ● — данные Сакле [1], ■ — данные, полученные в настоящей работе.

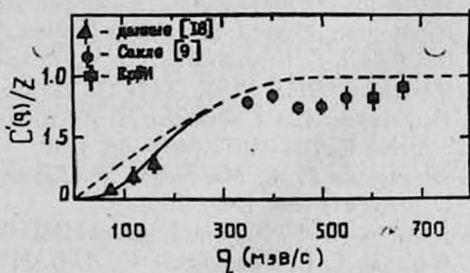


в пределах трех стандартных отклонений наши результаты неплохо согласуются с теоретическими предсказаниями.

Однако, как отмечается Форестом [16], более естественно сравнивать измеренные значения $C'(q)$ при больших импульсах непосредственно с z , исключая при этом зависимость от тех или иных деталей теории.

На рис. 4, наряду с нашими результатами, мы привели также и изме-

Рис. 4. Кулоновское правило сумм (3) для ^{12}C в зависимости от импульса q . Штриховая кривая — расчет для Ферми-газа при $k_F = 250$ МэВ/с. Сплошная кривая, взятая из работы [18] — расчет парных корреляций для оболочечной модели ($b = 1,64$ Ф). ▲ — данные, приведенные в работе [18], ● — эксперимент Сакле, ■ — наши результаты.



рения Сакле [9] при $q = 300$ — 550 МэВ/с (указаны среднеквадратичные ошибки). В качестве формфактора нуклона в формуле (1) использовалось выражение

$$G_E^p(q^2) = \left[1 / \left(1 - \frac{q^2}{0,71} \right)^2 \right] \left(1 - \frac{q^2}{2M^2} \right)^{1/2} / \left(1 - \frac{q^2}{4M^2} \right)^{1/2}.$$

Последние два сомножителя, согласно работе [16], введены для учета релятивистских эффектов.

Штриховая кривая соответствует расчетам по модели Ферми для углерода при импульсе Ферми $k_F = 250$ МэВ/с [17]. Для сравнения, на рисунке сплошной кривой приведены расчеты по оболочечной модели, взятые из работы [18] вместе с данными из области $q < 200$ МэВ/с. При $q \geq 500$ МэВ/с эти расчеты, так же как и Ферми модель, дают $C'(q) = 1$.

Правило сумм (1) при больших импульсах может служить для проверки некоторых оригинальных подходов [19—21], получивших развитие как в связи с проблемой R_L , R_T , так и с объяснением ЕМС-эффекта. Эти «нетрадиционные» для физики ядра подходы, обсуждение которых можно найти в обзоре [9], эффективно сводятся к модификации структурных функций нуклона внутри ядра.

Полагая, что при $q \geq 550$ МэВ/с парные корреляции вымирают, из рис. 4 видно, что эффект изменения структурных функций можно было бы оценить в 10%. Однако, учитывая сложность получения экспериментальной информации об R_L , R_T , возможно, рано делать окончательные выводы. Видна лишь необходимость дальнейших экспериментальных исследований. Мы, в частности, планируем уточнить свои результаты и по возможности расширить кинематическую область.

В заключение авторы выражают свою признательность доктору G. P. Capitani, любезно предоставившему экспериментальные материалы Сакле для углерода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barreau P., Bernheim M., Duclos J. et al. Diffusion profondement inelastique d'electrons par la carbone Note CEA—N—2334, Saclay, 1983.
2. Barreau P., Bernheim M., Duclos J. et al. Nucl. Phys., A402, 515 (1983).
3. Maziat Z., Barreau P., Bernheim M. et al. Phys. Rev. Lett., 52, 2130 (1984).
4. Meziant Z. E., Barreau P., Bernheim M. et al. Phys. Rev. Lett., 54 1233 (1985).
5. Hotta A., Ryan P. J., Ogino H. et al. Phys. Rev., C30, 87 (1984).
6. Marchand C., Barreau P., Bernheim M. et al. Phys. Lett., 153B, 29 (1985).
7. Mc Voy K. W. and Van Hove L. Phys. Rev., 125, 1034 (1952).
8. De Forest T. Jr. and Waleska I. D. Advances in Physics. 15, 1—102 (1966).
9. Meziant Z. Nucl. Phys., A443 113 (1985).
10. Багдасарян Д. С., Бояджян М. К., Казарян Г. Б. и др. ЦНИИ атоминформ, Препринт ЕрФИ—1077 (40)—88, 1988.
11. Вартапетян Г. А., Мкртчян Г. Г., Трошенкова И. А. и др. Препринт ЕрФИ—1078 (41)—88, 1988.
12. Азнаурян И. Г., Трошенкова И. А. ЯФ, 43, 342 (1986).
13. Мкртчян Г. Г., Трошенкова И. А. ВАНТ, серия Техн. физ. эксп., вып. 4 (30), 28 (1986).
14. Laget J. M. Nucl. Phys., A358, 215 (1981).
15. Homma S., Kanazawa M., Kolke M. et al. Phys., Rev. Lett., 53, 2536 (1984).
16. De Forest T. Jr. Perspectives in Nuclear Physics at intermediate Energies. Trieste, Italy, 293, 1983.
17. Whitney R. R., Sick I., Fienes J. R. et al. Phys. Rev., C9, 2230 (1974).
18. Lightbody J. W. Phys. Lett., 33B, 129 (1970).

19. Gelenza L. S., Rosenthal A. and Shakin C. M. Phys. Rev. Lett., 53, 892 (1984)-
20. Do Dang and Nguen Van Giai. Phys. Rev., C30, 731 (1984).
21. Alberico W. M. et al. Nucl. Phys., A422, 269 (1987).

$^{12}\text{C}(e, e')$ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ԵՐԿԱՅՆԱԿԻ ԵՎ ԼԱՅՆԱԿԻ ԲԱՂԱԴՐԻՉՆԵՐԻ
ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ԳՐԵԹԵ-ԱՌԱՉԳԱԿԱՆ ԲԱՐՁՐԱԿԵՏԻ ՏԵՐՈՒՑԹՈՒՄ

Հ. Հ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Հ. Գ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ի. Ա. ՏՐՈՇՆԵՆԿՈՎԱ
Վ. Հ. ԹԱԹԵՎՈՍՅԱՆ, Գ. Բ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Ներկայացված են երեք-ի և Սակիի տվյալների համատեղ վերլուծման արդյունքները գրեթե-առաձգական բարձրակետի տիրույթում ածխածնի վրա: Ստացվել են միջուկի R_L երկայնակի և R_T լայնակի անդրադարձ ֆունկցիաների վերաբերյալ տեղեկություններ՝ հաղորդված իմպուլսների $q \leq 660$ ՄէՎ/Ս տիրույթում, որոնք չեն հակասում միջուկային միջավայրում նուկլոնի կառուցվածքային ֆունկցիայի հնարավոր ձևափոխության:

INVESTIGATION OF LONGITUDINAL AND TRANSVERSE COMPONENTS OF $^{12}\text{C}(e, e')$ CROSS-SECTION IN THE REGION OF QUASI-ELASTIC PEAK

H. H. VARTAPETYAN, G. G. MKRTCHYAN, I. A. TROSHENKOVA,
V. O. TATEVOSYAN, G. B. KAZARYAN

The results of an analysis of Yerevan Physics Institute and Saclé data in the region of quasi-elastic peak on carbon are presented. An information is obtained about the longitudinal (R_L) and transverse (R_T) response functions of ^{12}C nucleus or momentum transfers $q \leq 660$ MeV/c, which does not contradict to a possible modification of the structure functions of a nucleon in nuclear matter.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 129—134 (1990)

УДК 551.507.594

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ, ПРИВОДЯЩИЙ К ПОЛЯРИЗОВАННОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ВОДЯНОГО ПАРА В АТМОСФЕРЕ НА ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ЛИНИИ $\lambda = 1,35$ СМ И ЕГО НЕКОТОРЫЕ ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Г. Г. БАХШЯН, К. Е. КАРАПЕТЯН

Институт радиопизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 4 октября 1989 г.)

Показано, что вблизи частоты 22, 23 ГГц вращательной линии водяного пара коэффициент поглощения приобретает угловую анизотропию, обусловленную действием силы Магнуса, так как H_2O обладает свойством незакрепленного гироскопического маятника. Для спектральной линии поглощения $\lambda = 1,35$ см найдена угловая зависимость радиояркостных температур солнечной радиации в атмосфере.