

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ



ЕФИ-625(15)-83

Յ.Ր.ՄԱՐԿԱՐՅԱՆ, Դ.Դ.ՄԻՐՏՉՅԱՆ, Ի.Ա.ՏՐՈՇԵՆԿՈՎԱ

УЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В СПЕКТРАХ  
КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ

ԵՐԵՎԱՆ 1983 ԵՐԵՎԱՆ

УДК 519,283:539.172.2

Э.Р.МАРКАРЯН, Г.Г.МКРТЧЯН, И.А.ТРОШЕНКОВА

УЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В СПЕКТРАХ  
КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ

На основе теоретических предположений в области квазиупругого пика рассчитаны ожидаемые спектры рассеянных на ядре  $^{12}\text{C}$  электронов для магнитного спектрометра ЕрФИ. Полученные спектры поправлены на радиационные процессы согласно работам Мо и Тэая. Сделана поправка спектров на конечное разрешение спектрометра.

Ереванский физический институт

Ереван 1963

E.R.MARKARIAN, G.G.MKRTCHIAN, I.A.TROSHENKOVA

TREATMENT OF RADIATION PROCESSES IN SPECTRA  
OF QUASIELASTIC SCATTERING OF ELECTRONS ON NUCLEI

The expected spectra of electrons scattered on the nucleus  $^{12}\text{C}$  for the Yerevan Physics Institute magnetic spectrometer are calculated basing on theoretical assumptions in the range of quasielastic peak. The spectra obtained are corrected for radiation processes in accord with the works by Mo and Tsai. A correction of spectra for the final resolution of spectrometer is made.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1983

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ФИИ-625(15)-83

Э.Р.МАРКАРЯН, Г.Г.МКРՇՅԱՆ, И.А.ТРОШЕНКОВА

УЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В СПЕКТРАХ  
КВАЗИПРУТОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ

Ереван 1983

© *Ереванский физический институт*, 1983г.

В настоящее время на Ереванском электронно-кольцевом ускорителе вводится в строй установка по электророждению частиц, предназначенная для выполнения обширной программы по исследованию процессов взаимодействия электронов высокой энергии с ядрами.

Известно, что реакции с участием электронов сопровождаются радиационными процессами, и интерпретация экспериментальных результатов, как правило, целиком зависит от правильного учета вкладов этих процессов. Так, например, известные эксперименты по эффекту экранировки при рассеянии электронов и мюонов на ядрах для  $q^2 > 1 \text{ (ГэВ/с)}^2$  дают разные результаты для  $A_{\text{эфф}}$ , что можно объяснить возможными расхождениями в учете радиационных поправок для разных экспериментальных групп в случае электронов [1]. Например, в областях, где радиационные процессы составляют 60% от основного, 20% ошибка в определении радиационных поправок приведет к 100% ошибке при выделении основного процесса [2]. Мюонные эксперименты менее чувствительны к радиационным процессам из-за большей массы  $\mu$  - мезона.

При рассеянии электронов на протонах в глубоко неупругой

области основной вклад представляет собой "хвост" от упругого рассеяния, т.е. процесс излучения жесткого фотона. При больших переданных импульсах, когда рассеяние на ядре можно представить как рассеяние на индивидуальном нуклоне, умноженное на  $A$ , основная доля радиационных поправок в глубоко неупругой области падает на "хвост" от квазиупругого рассеяния электронов на нуклоне. Поэтому при использовании в качестве мишени ядра особую роль приобретает корректность учета вклада от квазиупругого рассеяния в любой части спектра.

Кроме того, процесс квазиупругого рассеяния электронов на ядрах представляет собой самостоятельный интерес с точки зрения исследования структуры ядра. Этот же процесс, ввиду достаточной его изученности, удобно рассматривать при калибровке экспериментальной установки, которую предполагается проводить без регистрации протона отдачи (так называемый одноплечевой эксперимент). Вот почему в данной работе основное внимание уделено расчетам в области квазиупругого пика.

В Ереванском физическом институте создан магнитный спектрометр для регистрации электронов, с характеристиками которого можно ознакомиться в работах [3,4].

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Пучок выведенных электронов формируется коллиматором К, пятью линзами  $L_1 + L_2$  типа МЛ-15, исклоняющим магнитом СМ-12 и поворачивается с помощью транспортировки до цилиндра Фарадея (ЦФ), который осуществляет абсолютное мониторирование тока пучка с точностью не хуже  $\pm 1\%$ . Относительное мониторирование осуществляется монитором вторичной эмиссии (МВЭ), установленным после мишени. Анализ рассеянных электронов проводится магнитным спек-

тросметром, состоящим из двух квадрупольных линз МЛ-16 ( $L_6-L_7$ ) и магнита СМ-137 с вертикальным отклонением. Регистрирующая аппаратура спектрометра установлена под углом  $24^\circ$  относительно горизонтальной плоскости и состоит из трех апертурных сцинтилляционных счетчиков ( $C_1 + C_3$ ), импульсного годоскопа ( $\Gamma_I + \Gamma_{II}$ ), системы сцинтилляционных счетчиков  $dE/dX$  и ливневого детектора (ЛД).

Калибровку спектрометра планируется проводить по результатам измерений спектров квазиупругого рассеяния электронов на ядре  $^{12}C$  при начальной энергии  $E_I = 1,5 + 2$  ГэВ и угле рассеяния  $\Theta = 25^\circ$ , что обеспечит область достаточно высоких переданных импульсов ( $q = 0,64 + 0,86$  ГэВ/с) в максимуме квазиупругого пика и позволит выразить сечение квазиупругого рассеяния электронов на ядре в терминах упругих  $e p$  - и  $e n$  - сечений. Кроме того, при больших переданных импульсах практически отсутствуют вклады от "хвостов" упругого рассеяния на ядре и возбуждения дискретных уровней.

Техника учета радиационных поправок основывается на работах Мо и Тзая [2,5] .

Как известно, рассеяние электронов на нуклонах и ядрах проводится испусканием реальных и виртуальных фотонов и лептонов. Полный набор диаграмм Фейнмана в низшем приближении по электромагнитному взаимодействию для расчета сечения упругого рассеяния электронов на свободном нуклоне показан на рис.2. Диаграмме 2а соответствует основной процесс рассеяния. Видно, что фотоны могут излучаться не только электронами, но и адронами, однако, благодаря малой массе электрона доминирующим яв-

ляется излучение электронами. Необходимость в учете излучения адронами возникает только при релятивистских энергиях нуклонов отдачи.

Существует два метода вычисления радиационных поправок к неупругому рассеянию электронов. Для того, чтобы пояснить суть обоих методов, рассмотрим выражение, связывающее истинное сечение неупругого рассеяния электронов  $d^2\sigma(E_1, E_3)/dE_3 d\Omega$  с экспериментально наблюдаемым  $d^2\sigma_{exp}(E_1, E_3)/dE_3 d\Omega$  (см. приложение ур.(2)). Первый член ур.(2) представляет собой поправку на излучение мягких реальных и виртуальных фотонов в процессе рассеяния. Второй и третий члены представляют собой поправки, учитывающие вклад в полосу шириной  $\Delta$  "радиационного хвоста" участка спектра, расположенного по энергии выше, чем  $E_3 + \Delta$ .

Как видно, ур.(2) представляет собой интегральное уравнение относительно  $d^2\sigma(E_1, E_3)/dE_3 d\Omega$ , причем это уравнение не поддается решению в аналитической форме. Одной из возможностей нахождения этого сечения является численное решение уравнения для возможно большего числа экспериментальных спектров [2] (так называемый "unfolding method"). Данный метод обладает тем достоинством, что найденные таким образом истинные сечения являются независимыми от различных теоретических моделей. Одновременно этот способ весьма трудоёмкий, так как требует большого количества спектров, измеренных при фиксированном угле рассеяния и начальных энергиях  $E_1$ , изменяющихся в широком интервале. Такую работу можно выполнить, воспользовавшись экспериментальными данными. Однако, для выбранной нами кинематической об-

ласти таких данных не имеется, поэтому в настоящей работе используется другая возможность - подставить  $d^2\sigma(E_1, E_3)/dE_3 d\Omega$  в аналитической форме, рассчитанное по какой-либо модели, в формулу (2) и, таким образом, предсказать ожидаемый на эксперименте спектр.

При больших переданных импульсах положение и форма континуума в спектре электронов, неупруго рассеянных на ядре  $^{12}\text{C}$ , хорошо описывается весьма простой теорией квазиупругого рассеяния электронов на ядерных нуклонах, предложенной Ситенко и Гурьевым [6 - 8]. Аналогичные расчеты дифференциальных сечений квазиупруго рассеянных электронов в модели Ферми-газа были проведены Моницом [9] и Генри [10, 11]; сравнение спектров по квазиупругому рассеянию на  $^{12}\text{C}$ , рассчитанных по вышеуказанным моделям, показывает на хорошее согласие между ними [12].

При расчете спектров по квазиупругому рассеянию электронов на ядрах нами были использованы вышеуказанные оболочечная модель и модель Ферми-газа, так как выбранная кинематическая область обеспечивает довольно большие переданные импульсы ( $q > 0,6 \text{ ГэВ}/c$ ), при которых эти модели хорошо описывают экспериментальные данные.

На рис. 3, 4 представлены квазиупругие спектры для трех значений энергий и углов из доступной нам кинематической области. Калибровку установки целесообразно проводить по максимуму квазиупругого спектра, либо по его правой части, свободных от вкладов порогового рождения пионов, при относительно малых энергиях и углах. Дальнейшие расчеты проведены для параметров  $E_1 = 1,5 \text{ ГэВ}$  и  $\theta = 25^\circ$ .

На рис. 5 показаны спектры квазиупругого рассеяния электро-

нов на углеродной мишени, рассчитанные по оболочечной модели (кривая 2) и модели Ферми-газа (кривая 1). Спектр 1 рис.5 рассчитан при  $K_F = 221 \text{ МэВ/с}$  и  $\bar{\epsilon} = 25 \text{ МэВ}$ , взятыми из работы [13], а спектр 2 рис.5 - при  $P_d = 137 \text{ МэВ/с}$  и  $\epsilon = 16 \text{ МэВ}$  [7].

Как показали вычисления, относительный вклад сечений радиационных процессов не зависит от выбора модели; например, в пике спектров он составляет 15% при  $E_T = 1,5 \text{ ГэВ}$  и  $\theta = 25^\circ$ .

Наряду с искажением пика квазиупругого рассеяния, хорошо известно, что "хвост" квазиупругого рассеяния обязан также радиационным процессам - излучению жестких фотонов. Эта часть спектра представляет собой физический фон при исследовании электроорождения в глубоко неупругой области. Эта область, наряду с квазиупругим пиком, представлена на рис.6.

Для воспроизведения реально ожидаемых спектров электронов на основе теоретических предсказаний, наряду с радиационными поправками, необходимо учесть влияние параметров экспериментальной установки. Очевидно, что сечение не измеряется при строго фиксированном угле рассеяния и энергии начального и рассеянного электрона, а представляет собой результат усреднения по этим трем параметрам.

Разрешение спектрометра по энергии составляет  $1,5 + 2\%$ , угловой захват может варьироваться коллиматорами в пределах от  $1,5 + 5^\circ$ , а энергетический разброс начального пучка составляет  $0,5 + 2\%$  в зависимости от длительности временной растяжки пучка.

Расчеты показывают, что в указанной кинематической области, немонахроматичность начальных электронов ( $\frac{\Delta E_1}{E_1} = 2\%$ ) приводит к  $\sim 0,5\%$  изменению сечения квазиупругого рассеяния, что дает

небольшой вклад в сечение по сравнению с угловым захватом и разрешением спектрометра. На рис.7 показано влияние углового захвата и разрешения спектрометра на сечение квазиупругого рассеяния электронов на углеродной мишени толщиной 0,5 см ( $T = 0,022$  рад.длин). Сечения поправлены на излучение, возникающее при прохождении электрона в вещество мишени. Представленные кривые рис.7 получены в предположении, что как экспериментальное разрешение спектрометра, так и флуктуации начальной энергии пучка распределены по нормальному закону. Из сравнения кривых 1,2,3(рис.7) видно, что увеличение захвата по углу в 5 раз и ухудшение разрешения по энергии рассеянного электрона в 2 раза искажает пик квазиупругого рассеяния в максимуме спектра соответственно на 5% и 2%. Из рис.7 следует, что на величину коридора, в пределах которого лежит измеряемое сечение, влияет в основном лишь величина углового захвата.

Результат действия радиационной поправки и экспериментального разрешения на сечение квазиупругого рассеяния электронов на углероде показан на рис.8.

Как видно из кривых рис.8, из-за большой ширины пика квазиупругого рассеяния, обусловленного фермиевским движением нуклонов в ядре, учет экспериментального разрешения установки не искажает форму спектра.

На рис.9 приведены спектры квазиупругого рассеяния электронов, поправленные на радиационные эффекты и разрешение установки ( $\frac{\Delta E_1}{E_1} = 1\%$ ,  $\frac{\Delta E_3}{E_3} = 2\%$ ,  $\Delta\theta = 2^\circ$ ), на  $^{12}\text{C}$  для двух толщин - 1 см и 0,5 см ( $\rho = 1,93$  г/см<sup>3</sup>) и  $^{40}\text{Ca}$  толщиной  $T=0,01$  рад.длин. Видно, что вклад радиационных процессов, связанных с прохождением электрона в веществе мишени, весьма ощутим на

эксперименте.

В заключение отметим, что программа расчета радиационных поправок к сечению универсальна; при продвижении в область глубоко неупругих процессов возникает необходимость в добавлении лишь вкладов от "хвостов" резонансных пиков и поправок от континуума в самом неупругом спектре.

Отметим, что техника расчета радиационных поправок к континууму квазиупругого пика применима также и к резонансной области спектра рассеянных электронов. Кроме того, умение оперировать с "хвостом" от квазиупругого рассеяния позволяет заранее оценить порядок величины радиационной поправки для любой области спектра рассеянных электронов.

Авторы выражают благодарность Керосян И.А. за активное участие в начальной стадии расчетов.

## Приложение

Выбрана система единиц  $\hbar = c = 1$ . Метрика задана таким образом, что произведение двух 4-векторов записывается в виде

$$P_1 P_3 = E_1 E_3 - \vec{P}_1 \vec{P}_3$$

$P_1(E_1, \vec{P}_1)$  - 4-импульс начального электрона

$P_3(E_3, \vec{P}_3)$  - 4-импульс рассеянного электрона

$P_2(M, O)$  - 4-импульс мишени

$K(\omega, \vec{K})$  - 4-импульс реального фотона

$$q^2 = (P_1 - P_3)^2 = -4E_1 E_3 \sin^2 \frac{\theta}{2} - \text{квадрат переданного импульса}$$

$\theta$  - угол рассеяния

$Z$  - заряд ядра мишени

$A$  - атомный вес ядра мишени

Измеренное сечение, искаженное радиационными эффектами,

$\sigma_{exp}(E_1, E_3) = d^2 \sigma_{exp}(E_1, E_3) / dE_3 d\Omega$  выражается через искомое сечение

$$\sigma(E_1, E_3) = d^2 \sigma(E_1, E_3) / dE_3 d\Omega \quad \text{в виде [2,5]}$$

$$\sigma_{exp}(E_1, E_3) = \int_0^T \frac{dt}{T} \int_{E_{1,min}(E_3)}^{E_1} dE'_1 \int_{E_3}^{E_{3,max}(E'_1)} dE'_3 I(E_1, E'_1, t) \sigma(E'_1, E'_3) I(E'_3, E_3, T-t) \quad (I)$$

Первый интеграл берется по толщине мишени, а второй и третий - по энергиям начального и рассеянного электрона  $E_1$  и  $E_3$ . Здесь  $I(E_1, E'_1, t)$  и  $I(E'_3, E_3, T-t)$  - представляют собой вероятности потерь начальным и рассеянным электроном на тормозное излучение и ионизацию в зависимости от пройденной толщины мишени  $t$ ;  $T$  - полная толщина мишени в радиационных длинах  $\lambda_0$ ;  $E_{1,min}(E_3)$  и  $E_{3,max}(E'_1)$  - определяют границы рассматриваемого процесса. Соотношение (I) связывает сечение в точке, в которой производят измерение,  $\sigma_{exp}(E_1, E_3)$  с сечением  $\sigma(E'_1, E'_3)$  в области, грани-

ми которой определяют  $E_{1 \min}(E_3)$  и  $E_{3 \max}(E_1')$ . Свойства вероятностей излучения позволяют применить энергетическое пиковое приближение и в сочетании с приближением половинной толщины мишени (рассеяние происходит точно на середине мишени при  $t = \frac{T}{2}$ ; такая ситуация всегда выполняется, если нормаль к поверхности плоской мишени делит угол рассеяния пополам) заменить тройной интеграл двумя однократными в случае континуума [5]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{\text{exp}}(E_1, E_3)}{dE_3 d\Omega} &= \left( \frac{R \Delta}{E_1} \right)^{T'} \left( \frac{\Delta}{E_3} \right)^{T'} \left( 1 - \frac{\xi}{(1-2T')\Delta} \right) \frac{d^2 \sigma^{\text{eff}}(E_1, E_3)}{dE_3 d\Omega} \\ &+ \int_{E_{1 \min}(E_3)}^{E_1 - R\Delta} \frac{d^2 \sigma^{\text{eff}}(E_1', E_3)}{dE_3 d\Omega} \left( \frac{E_1 - E_1'}{E_3 R} \right)^{T'} \left( \frac{E_1 - E_1'}{E_1} \right)^{T'} \\ &\times \left[ \frac{T'}{E_1 - E_1'} \Phi \left( \frac{E_1 - E_1'}{E_1} \right) + \frac{\xi}{2(E_1 - E_1')^2} \right] dE_1' \quad (2) \\ &+ \int_{E_3 + \Delta}^{E_{3 \max}(E_1)} \frac{d^2 \sigma^{\text{eff}}(E_1, E_3')}{dE_3' d\Omega} \left( \frac{E_3' - E_3}{E_3} \right)^{T'} \left( \frac{(E_3' - E_3)R}{E_1} \right)^{T'} \\ &\times \left[ \frac{T'}{E_3' - E_3} \Phi \left( \frac{E_3' - E_3}{E_3} \right) + \frac{\xi}{2(E_3' - E_3)^2} \right] dE_3' , \end{aligned}$$

где  $E_1 - E_1'$  и  $E_3' - E_3$  - энергии фотонов, излученных начальным и рассеянным электроном;

$$T' = \beta \left( \frac{T}{2} + t_z \right). \quad (3)$$

Множитель  $\beta$  связан со свойствами вещества и имеет значение близкое к 4/3. Точное значение  $\beta$  дается выражением:

$$\ell = \frac{4}{3} \left\{ 1 + \frac{1}{9} \left[ \frac{(\xi + 1)}{(\xi + \eta)} \right] \left[ \ln(183 \xi^{-1/3}) \right]^{-1} \right\}, \quad (4)$$

где

$$\eta = \ln(1440 \xi^{-2/3}) / \ln(183 \xi^{-1/3}) \quad (5)$$

$t_z$  - толщина эквивалентного радиатора:

$$t_z = \ell^{-1} \frac{\alpha}{\pi} \left[ \ln(-q^2/m^2) - 1 \right] \quad (6)$$

$m$  - масса электрона

$\xi$  - ионизационная коррекция

$$\xi = 0,154 \frac{Z}{A} T x_0 \quad (7)$$

и имеет размерность в мегаэлектронвольтах.

$\Phi(x)$  - функция Спенса, определяемая как

$$\Phi(x) = \int_0^x \frac{-\ln|1-y|}{y} dy \quad (8)$$

$$\frac{d^2 \hat{\sigma}^{eff}(E_1, E_3)}{dE_3 d\Omega} = F(q^2, T) \frac{d^2 \hat{\sigma}(E_1, E_3)}{dE_3 d\Omega} \quad (9)$$

$$F(q^2, T) = 1 + 0,5772 \ell T + \frac{2\alpha}{\pi} \left[ -\frac{14}{9} + \frac{13}{12} \ln \frac{-q^2}{m^2} \right] \quad (10)$$

$$- \frac{\alpha}{2\pi} \ln^2 \left( \frac{E_1}{E_3} \right) + \frac{\alpha}{\pi} \left[ \frac{1}{6} \pi^2 - \Phi \left( \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \right]$$

Здесь  $I + 0,5772 \ell T$  - нормировочный фактор для внешнего тормозного излучения (SAB). Слагаемое  $\frac{2\alpha}{\pi} \left[ -\frac{14}{9} + \frac{13}{12} \ln \frac{-q^2}{m^2} \right]$  - сумма вершинной поправки (излучение виртуального фотона электронным током) и вакуумной поляризации ( $e^+e^-$  - петля в фотонном

пропагаторе). Ему соответствуют диаграммы на рис.2г,д. Член  $\frac{\alpha}{2\pi} \ln^2\left(\frac{E_1}{E_3}\right)$  - поправка к пиковому приближению во внутреннем тормозном излучении (WAB). Последний член,  $\frac{\alpha}{\pi} \left[ \frac{1}{6} \pi^2 - \Phi\left(\cos^2 \frac{\theta}{2}\right) \right]$ , содержит функцию Спенса  $\Phi\left(\cos^2 \frac{\theta}{2}\right)$ , которая обращается в нуль при  $\theta = \pi$ . Это соответствует максимальному значению последнего члена  $\frac{\alpha\pi}{6} = 3,7 \cdot 10^{-3}$ . Следовательно, его вклад в общую радиационную поправку всегда меньше 0,37%.

$$R = \frac{\omega_1}{\omega_3} = \frac{M + E_1(1 - \cos\theta)}{M - E_3(1 - \cos\theta)}, \quad (II)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_3$  - максимальная энергия фотона, излученного вдоль направления падающего и рассеянного электрона, соответственно.

Для квазиупругого рассеяния

$$E_{1 \min}(E_3) = E_3 + \Delta \quad (12)$$

$$E_{3 \max}(E_1) = E_1 - R\Delta \quad (13)$$

Выбор  $\Delta$  осуществляется исходя из требований, чтобы  $\phi(E_1 - R\Delta, E_3)$  и  $\phi(E_1, E_3 + \Delta)$  отличались бы  $< 10\%$  от  $\phi(E_1, E_3)$  и в то же самое время, чтобы  $\xi/\Delta < 0,1$ . Выражение (2) не критично к выбору  $\Delta$ . В нечувствительности к  $\Delta$  можно убедиться, если продифференцировать сечение (2) по  $\Delta$ . Производная получается равной нулю.

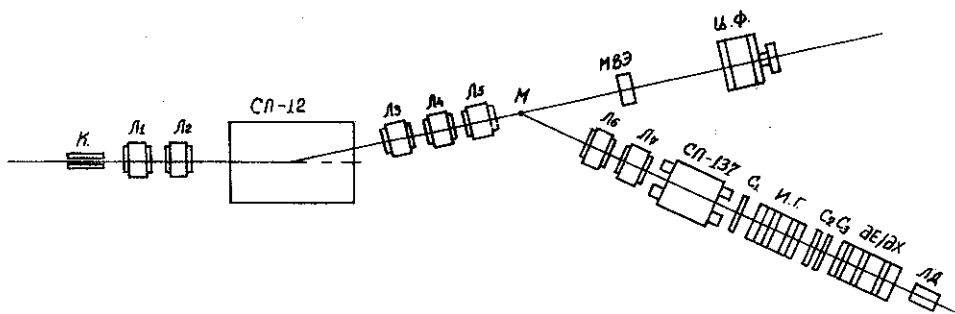


Рис. 1

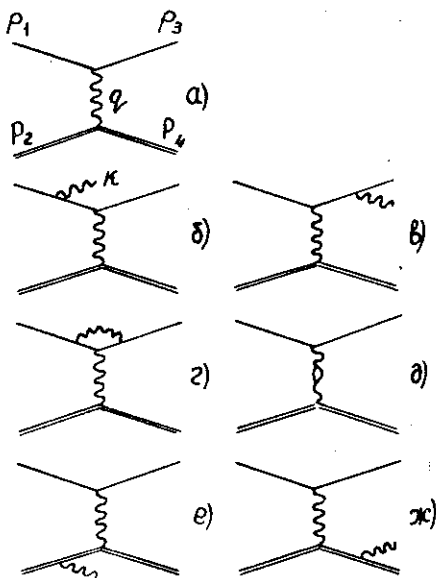


Рис. 2

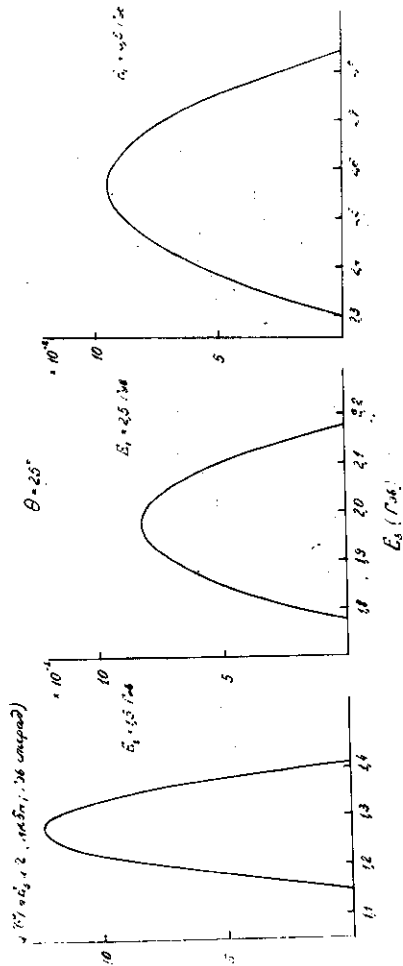


Рис. 3  
Рис/

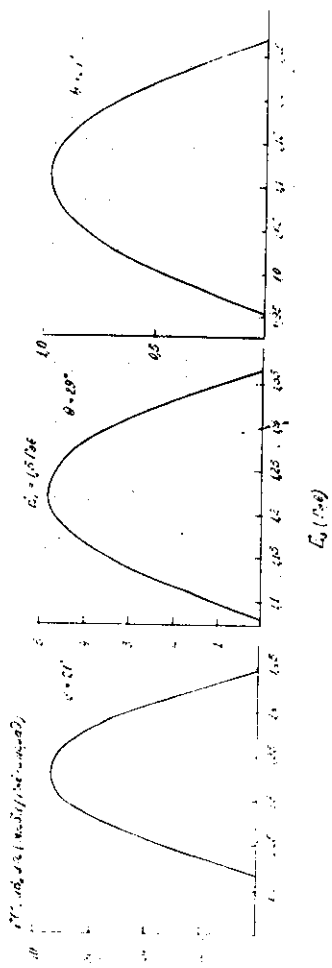


Рис. 4

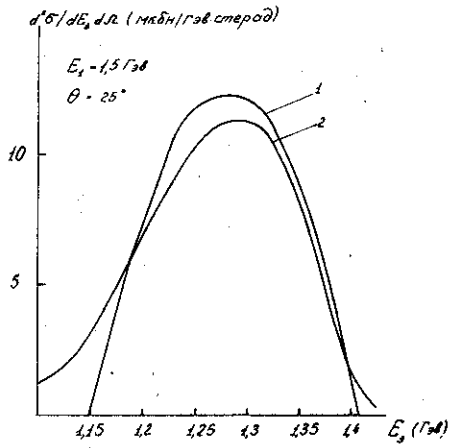


Рис.5

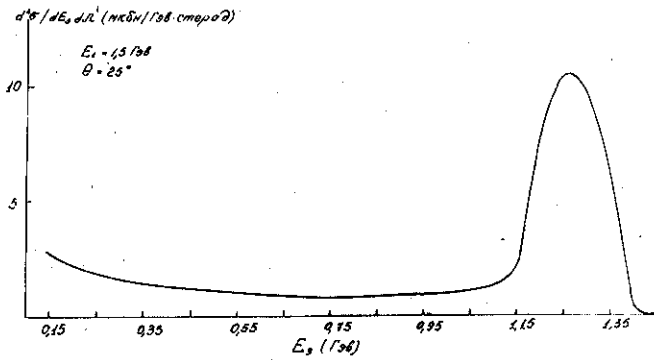


Рис.6

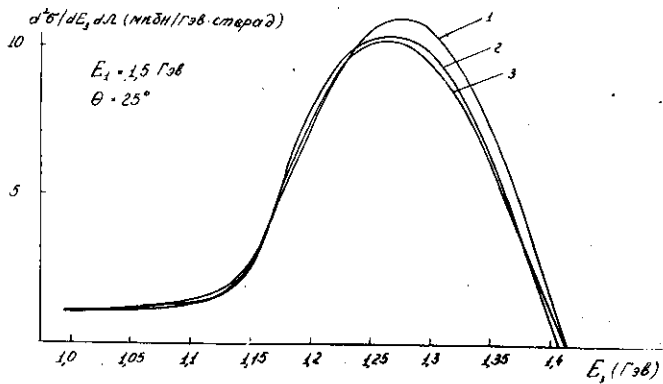


Рис.7

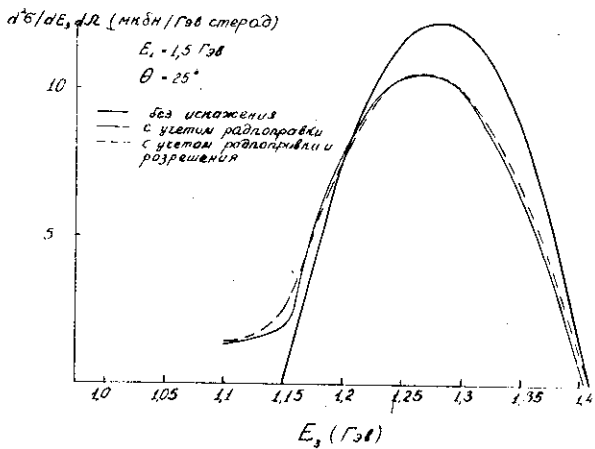


Рис.8

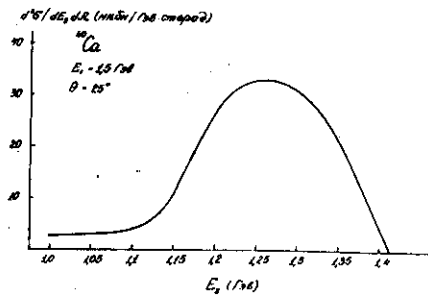
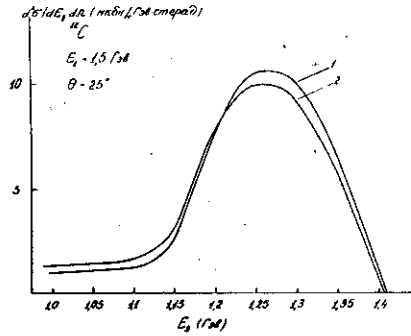


Рис. 9

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Схема экспериментальной установки.
- Рис.2 Радиационные поправки к процессу упругого рассеяния электрона на нуклоне.
- Рис.3 Спектры квазиупругого рассеяния электронов на  $^{12}\text{C}$  под углом  $\Theta = 25^\circ$  с энергией 1,5; 2,5; 3,5 ГэВ.
- Рис.4 Спектры квазиупругого рассеяния электронов с энергией  $E_T = 1,5$  ГэВ на  $^{12}\text{C}$  под углом  $21^\circ, 29^\circ, 37^\circ$ .
- Рис.5 Спектры квазиупругого рассеяния электронов с энергией  $E_T = 1,5$  ГэВ под углом  $\Theta = 25^\circ$  на углероде, рассчитанные по модели Ферми-газа (кривая 1) и оболочечной модели (кривая 2).
- Рис.6 Спектр квазиупругого рассеяния электронов с энергией  $E_T = 1,5$  ГэВ под углом  $\Theta = 25^\circ$  на  $^{12}\text{C}$  толщиной 0,5 см, поправленный на радиационные эффекты.
- Рис.7 Влияние экспериментального разрешения на радиационно-искаженное сечение квазиупругого рассеяния электронов с энергией  $E_T = 1,5$  ГэВ под углом  $\Theta = 25^\circ$  на углеродной мишени толщиной 0,5 см.  
 Кривая 1 соответствует  $\frac{\Delta E_1}{E_1} = 1\%$ ;  $\frac{\Delta E_3}{E_3} = 2\%$ ;  $\Delta\Theta = 5^\circ$   
 Кривая 2 соответствует  $\frac{\Delta E_1}{E_1} = 1\%$ ;  $\frac{\Delta E_3}{E_3} = 2\%$ ;  $\Delta\Theta = 1^\circ$   
 Кривая 3 соответствует  $\frac{\Delta E_1}{E_1} = 1\%$ ;  $\frac{\Delta E_3}{E_3} = 4\%$ ;  $\Delta\Theta = 1^\circ$
- Рис.8 Результат действия радиационной поправки и экспериментального разрешения на сечение квазиупругого рассеяния электронов на  $^{12}\text{C}$  толщиной 0,5 см.

Рис.9 Спектры квазиупругого рассеяния электронов с энергией  $E_I = 1,5$  ГэВ под углом  $\Theta = 25^\circ$  на двух мишенях, направленные на радиационные эффекты и экспериментальное разрешение на  $^{12}\text{C}$  толщиной 1 см (кривая 2) и 0,5 см (кривая 1) и  $^{40}\text{Ca}$  толщиной 0,01 рад.длин.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goodman M.S., Hall M., Loomis W.A. Observation of Shadowing in the Virtual photon Total Hadronic Cross Section on Nuclei. Phys.Rev.Lett., 1981, V.47, 5, 293-296
2. Mo L.W., Tsai Y.S. Radiative Corrections to Elastic and Inelastic  $e p$  and  $d p$  Scattering. Rev.of Mod.Phys., 1969, V.41, 1, 205-235
3. Багдасарян Д.С., Бояхчян Е.М., Мкртчян Г.Г. и др. Оптимизация и расчет параметров спектрометра для регистрации рассеянных электронов в интервале импульсов 0,5-2,5 ГэВ/с. Труды IV Конференции молодых ученых ЕрФИ-1980, Ереван 1981, с.227.
4. Арутюнян С.С., Амбарцумян В.Г., Багдасарян Д.С. и др. Магнитные характеристики квадрупольных линз МЛ-16, МЛ-15 и магнита СП-137. Препринт ВФИ-480(23)-81, Ереван 1981.
5. Y.S.Tsai Radiative Corrections to Electron Scatterings 1971, SLAC-PUB-848
6. Ситенко А.Т., Гурьев В.Н. О неупругом рассеянии электронов высоких энергий на ядрах ЖЭФ, 1960, т.39, вып.12, с.1760-1765.
7. Дементий С.В., Афанасьев Н.Г., Аркатов И.М. и др. Квазиупругое рассеяние высокоэнергетических электронов на нуклонах ядер  $^{12}\text{C}$  с  $^{28}\text{Si}$ . ЯФ, 1970, т.11, вып.1, с.19-28.
8. Дементий С.В., Афанасьев Н.Г., Аркатов И.М. и др. Квазиупругое рассеяние электронов с энергией 550-1000 МэВ на нуклонах ядра  $^{12}\text{C}$ . ЯФ, 1969, т.9, вып.2, с.241-252.

9. Moniz E.T. Pion Electroproduction From Nuclei. Phys.Rev., 1969, V.184, N.4, p.1154-1161
10. Henry R. Simple-Formula for Quasi-Elastic Electron Scattering Phys.Rev., 1966, V.151, N.3; p.875.
11. Henry R. Simple Formula for the Drell-Walecka Form Factors in Quasi-Elastic Electrodynamics Processes Phys.Rev., 1967, V.157, N.4, p.871.
12. Stanfield K.C., Canizares C.K., Faissler W.L. et al. Quasielastic Electron Scattering and Pion Electroproduction from  $^{12}\text{C}$  Phys.Rev. C, 1971, V.3, N.4, p.1448-1465
13. Moniz E.J., Sick I., Whitney R.R. et al. Nuclear Fermi Momenta from Quasielastic Electron Scattering. Phys.Rev. Lett., 1971, V.26, N.8, p.445

Рукопись поступила 20 декабря 1982 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 189

ВФ-04335

Тираж 299

Препринт ВФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 19/УП-83г. 1,5 уч.изд.л. Ц. 23 к.

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института, Ереван 36, Маргаряна 2

индекс 3624