




AM9800010

Преприят ЕФИ-1344(39)-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



М.М. САРТСЯН

ЭФФЕКТЫ СХОДА С МАССОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ В МОДЕЛИ  
СПЕКТАТОРНОГО ОБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ НУКЛЕОНОВ

29 - 42

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН - 1991

L

**We regret that  
some of the pages  
in this report may  
not be up to the  
proper legibility  
standards, even  
though the best  
possible copy was  
used for scanning**

**Մ.Մ.ԱՐԳՉԵԱՆ**

**ԶԱՆԳՎԱԾԻ ՍԱԿԵՐԵՎՈՒՅՑԻՑ ԿԵՆՈՍՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ԿՈՄՈՒԼԵՍՏԻՎ  
ԼՈՒԿԱԼՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱՍՏՐԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱՍՏՈՋՈՅՄԱՆ ՍՈՂԵԼՈՄ**

Զննարկված են ուժեղ կապի էֆեկտները դեյտրոնի քվադրառձգական էլեկտրատրոնման պրոցեսներում, երբ սպեկտատոր ևուկոնը և ցրված էլեկտրոնը գրանցվում են միաժամանակ: Ուսումնասիրված են ուժեղ կապի շրջանում հետևյալ երկու տեսարկյունները, առաջին՝ զանգվածի մակերևույթից հեռացման էֆեկտների ազդեցությունը միջուկային կոթոնում ևուկոնների շարժման նկարագրման վրա, երկրորդ՝ ուժեղ կապված ևուկոնների ֆորմֆակտորների փոփոխությունները: Զննարկված ռեալիստների առավելությունը կայանում է նրանում, որ փոփոխելով սպեկտատորի կինեմատիկ պարամետրերը ( $\rho_s, \phi_s, \phi_s$ ), հնարավորություն է ընձեռնվում փոփոխել փոխազդող ևուկոնի կապի էներգիան: Աշխատանքում քննարկվել են նշված պրոցեսի ցրման կտրվածքների հարաբերությունները, որոշակի կինեմատիկ պայմաններում, որոնք հնարավորություն են տալիս բավականին միաշառնակ ուսումնասիրել ուժեղ կապի դրսևորումները: Ենթադրվող էֆեկտների մասշտաբը գնահատելու համար, բերված են ցրման  $R$  կտրվածքների հարաբերությունների հաշվարկները ըստ մոդելների, որոնք տարբեր ձևով են հաշվի առնում զանգվածի մակերևույթից հեռացման էֆեկտները փոխազդող ևուկոնի համար: Կազմված ևուկոնի ֆորմֆակտորների փոփոխության հետ առնչվող էֆեկտները գնահատվել են ֆինիդելովային լիզացման մոդելի շրջանակում, ըստ որի կանխազգուշացվում է ներմիջուկային ևուկոնների քննարձակում:

**Երևանի Ֆիզիկայի Ինստիտուտ**  
**Երևան 1991**



При изучении свойств ядер очень плодотворным явилось представление импульсного приближения, когда рассеяние элементарных частиц с большой энергией на ядрах представлялось как некогерентное рассеяние на квазисвободных внутриядерных нуклонах. Тогда для оценки сечения процесса  $n + A \rightarrow x + (A-1)$  достаточно знать сечения процессов рассеяния частицы  $n$  на свободном нуклоне и величину, определяющую вероятность нахождения в ядре взаимодействующего нуклона с соответствующим импульсом [1].

Однако такое описание является сильно упрощенным, и более детальное описание требует учёта ряда эффектов, связанных как с влиянием ядерного окружения на взаимодействующий нуклон [2,3], так и учетом релятивистских эффектов [4,5] при изучении внутриядерных нуклонов с большими импульсами. Относительно эффектов, связанных с влиянием ядерного окружения, нам кажется удобным разделять два следующих случая:

- первый, когда энергия связи внутриядерного нуклона порядка средних характерных значений ядерного (оболочного) возбуждения ( $\sim 30$  МэВ), а импульсы соответствующих нуклонов фермиевские и являются независимыми от недостающей энергии ( $E_m$ ) переменными. Размер такого эффекта сильно зависит от числа (плотности) нуклонов [2], окружающих исследуемый нуклон (сильная  $A$  зависимость). К таким эффектам, по всей видимости относятся разные проявления экранировок [6,7], разбухания нуклонов [4,6] и эффекты типа взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) [3].

- второй, когда энергии связи нуклонов порядка сотни МэВ, а соответствующие импульсы релятивистские и сильно скоррелированы с величиной недостающей энергии ( $\epsilon \approx p^2/2m$ ) [8]. За такие процессы вероятнее всего ответственны явления, выходящие за рамки традиционной (нерелятивистской) ядерной физики (такие как короткодействующие корреляции [9], барионные

или многокварковые кластеры [9], вклады  $\Delta$  - изобар [10] и обменных мезонных токов [11]) и, по всей видимости, исследуемые эффекты будут слабо зависеть от остального некоррелированного ядерного окружения.

Заметим, что все эти процессы намного эффективнее исследовать при эксклюзивных реакциях, позволяющих фиксировать импульсы взаимодействующих внутриядерных нуклонов.

В данной работе рассмотрены такие отношения сечений эксклюзивных реакций, которые позволяют достаточно отдельно исследовать два важных аспекта динамического влияния ядерной среды на взаимодействующий нуклон: во - первых, влияния эффектов, связанных со сходом с массовой поверхности, на описания движения нуклона в ядерной среде, во - вторых, изменения формфакторов нуклона в случае сильной связи при больших внутриядерных импульсах.

Для этой цели использован процесс квазиупругого рассеяния электронов на дейтроне с регистрацией рассеянного электрона и образовавшегося назад нуклона в совпадении. Выбор электрона в качестве рассеивающей частицы связан с тем, что электрон является хорошо исследованной частицей, что позволяет с большой точностью отделять интересующую нас ядерную часть взаимодействия. Выбор же квазиупругой кинематики процесса связан во-первых с тем, что даст возможность сопоставить многие имеющиеся модели, по разному учитывающие эффекты схода внутриядерных нуклонов с массовой поверхности (см. например [12,13,14,15]), и, кроме того, для такого процесса достаточно хорошо известны формфакторы свободных нуклонов [16], что важно при исследовании изменения упругих формфакторов внутриядерных нуклонов.

Выбор же дейтрона в качестве мишени позволит нам максимально уменьшить эффекты, связанные с влиянием некоррелированного ядерного окружения.

## 2. Внемассовое приближение при рассеянии электронов на связанном нуклоне

В данном случае рассматривается процесс



когда нуклон регистрируется в задней полусфере (кинематически запрещенной для рассеяния на свободном покоящемся нуклоне).

В предположении модели спектаторного образования назад летящих нуклонов (Диаграмма I) в рамках импульсного приближения сечение такого процесса можно представить в следующем виде,

$$d^4\sigma/d\Omega_e dE_e d\Omega_s dE_s = P_e E_s \sigma_{eN} D(\vec{p}_i, E_m, \vec{p}_s, E_s) \quad (2)$$

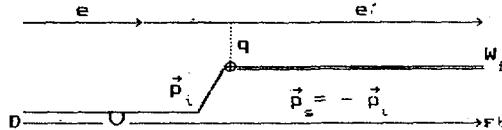


Диаграмма I

где  $D(\vec{p}_i, E_m, \vec{p}_s, E_s)$  представляет функцию распада, которая определяет вероятность того, что взаимодействующий с виртуальным фотоном нуклон имел в ядре импульс  $\vec{p}_i$  и энергию  $E_m$ , а в конечном состоянии имелся быстрый назад летящий нуклон с импульсом  $\vec{p}_s$ , а  $\sigma_{eN}$  - (с точностью токового фактора и фактора отдачи [13]) представляет сечение взаимодействия электрона с движущимся внутриядерным нуклоном. В предположении спектаторной модели (согласно которой, регистрирующий нуклон с импульсом  $\vec{p}_s$  явился спектатором в процессе рассеяния электрона и имеет импульс, равный по величине и противоположный по направлению импульса взаимодействующего нуклона) функцию распада можно представить в следующем виде [4,17]

$$D(\vec{p}_i, E_m, \vec{p}) \approx S(\vec{p}_i, E_m) \delta(\vec{p}_i + \vec{p}) \delta(E_m - p^2/2M). \quad (3)$$

$S(\vec{p}_i, E_m)$  - спектральная функция, определяющая вероятность обнаружения внутриядерного нуклона с импульсом  $\vec{p}_i$  и недостающей энергией  $E_m$ .

Заметим, что эффекты взаимодействия в конечном состоянии с

хорошей точностью можно учитывать в рамках искаженной волновой импульсной аппроксимации (DWIA) [16], в которой функция распада  $D(\vec{p}_1, E, \vec{p})$  зависит также от импульсов нерегистрируемой адронной системы ( $P_1$ ).

Поскольку нас интересуют большие значения импульса, вылетевшего в заднюю полусферу нуклона, то в рамках спектаторной модели, согласно формуле (3), регистрируя большие значения  $p_{\perp}$ , обеспечивается режим сильной связи для взаимодействующего с электроном внутриядерного нуклона (энергия связи этого нуклона  $E_m \approx E_p - m = T_p$  и для интересующего нас случая порядка сотни МэВ).

Однако, при описании сечения такого процесса в рамках импульсного приближения возникают сложности при вычислении как  $\sigma_{\text{on}}$ , так и функции  $D(\vec{p}_1, E, \vec{p})$  (ур.2), имеющиеся относительно которых модели [4] сильно отличаются в области импульсов соответствующей сильной связи. Кроме того, при импульсах спектатора порядка массы нуклона возникают проблемы правильного учета эффектов релятивизации [4,5], и соответствующего выбора кинематических параметров, описывающих функцию распада (например, как выбор долей импульсов, уносившимися конститuentами корреляций [4], или выбор угла между осью квантования и осью реакции (вектором импульса виртуального фотона  $q$ )).

Хорошим способом, позволяющим подавить неопределённости, связанные с правильным описанием функции распада, является проведение таких специфических измерений, которые при разных значениях параметров рассеянного электрона оставили бы постоянными все кинематические переменные, определяющие функцию распада  $D(\vec{p}_1, E, \vec{p})$ . Один из примеров таких измерений - это определение величины  $R$ , представляющее отношение двух измеренных сечений при одинаковых ( $q^2, q_0, \vec{p}_{sp}$ ) и разных значениях начальной энергии  $\epsilon_1, \epsilon_2$  и угла рассеяния  $\theta_0, \theta_1$  электронного пучка. Заметим, что преимуществом таких измерений относительно аналогичных измерений с регистрацией нуклонов, выбитых виртуальным фотоном [2], является отсутствие необходимости измерения параметров выбитой адронной системы. Такая ситуация позволяет в принципе исследовать эффекты сильной связи также при неупругом канале взаимодействия.

Кроме того, приведенные утверждения относительно  $R$  справедливы также в рамках искаженно - волнового импульсного приближения ( где учитывается ВКС), поскольку кинематические условия фиксируют импульс конечной системы.

В данном случае для оценки размера эффекта схода с массовой поверхности, при измерении величины  $R$ , рассматривался случай квазиупругого рассеяния на дейтроне (Диаграмма 2) и рассмотрены модели, по разному учитывающие сход с массовой поверхности при вычислении  $\sigma_{\alpha N}$  [4,13,14,15].

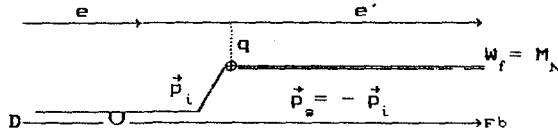


Диаграмма 2

Если предположить, что упругие формфакторы нуклонов, соответствующие данному процессу (Диаграмма 2), имеют дипольное поведение и связаны между собой следующими соотношениями (что весьма точно для интересующей нас области  $q^2$  ( $\approx 1 \sim 2 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ) [14,19,20])

$$G_{Ep} = \frac{G_{Mp}}{\mu_p} = \frac{G_{Mn}}{\mu_n} = \frac{G_{En}}{-\mu_n (1 + 5.6q^2/m_n^2)} \quad (4)$$

тогда часть формфакторов, несущая в себе информацию о размере нуклонов ( $G_E = G = 1/(1+q^2/0.71)^2$ ) в выражении  $R$  сокращается и, следовательно, в предположении одинаковости изменения магнитных и зарядовых формфакторов для немассовых нуклонов можно утверждать, что в величине  $R$  эффекты изменения формфакторов ( типа изменения размеров нуклона [4,6]) практически не будут наблюдаться. Следовательно, наблюдаемое поведение величины  $R$  от импульса спектатора в основном связано с поведением немассового нуклона в ядерной среде ( безотносительно изменения самих формфакторов нуклона).

Для расчетов величины  $R$  использованы следующие ( $\sigma^{1CC}$  [13],  $\sigma^{Fin}$  [14],  $\sigma^S$  [15],  $\sigma^{LC}$  [4]) приближения для  $\sigma_{\alpha N}$  в

случае квазиупругого рассеяния:

-  $\sigma^{icc}$  получен в предположении закона сохранения тока для внутриядерных нуклонов, что позволило выразить продольную компоненту электромагнитного тока через зарядовую плотность. Кроме того, в законе сохранения энергии для взаимодействующего нуклона введена эффективная энергия  $\bar{E} = \sqrt{m^2 + (\vec{p}_f - \vec{q})^2}$

$$\sigma_{eN} = \sigma_M \cdot \left\{ \frac{q^4}{q_3^4} \cdot \omega_c + \left[ \frac{q^2}{2q_3^2} + \tan^2(\vartheta_e/2) \right] \omega_T + \right. \\ \left. + \frac{q^2}{q_3^2} \cdot \left[ \frac{q^2}{q_3^2} + \tan^2(\vartheta_e/2) \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \omega_I \cdot \cos(\phi) + \left[ \frac{q^2}{q_3^2} \cdot \cos^2(\phi) + \right. \right. \\ \left. \left. + \tan^2(\vartheta_e/2) \right] \omega_S \right\} \quad (5)$$

$$\omega_c = \frac{1}{4\bar{E}E_f} \cdot \left\{ (\bar{E} + E_f)^2 \left[ F_1^2(q^2) - \frac{(\vec{p}^f - \vec{p})^2}{4m^2} \cdot F_2^2(q^2) \right] - q_3^2 \cdot (F_1 + F_2)^2 \right\}$$

$$\omega_T = - \frac{(\vec{p}^f - \vec{p})^2}{2\bar{E}E_f} \cdot (F_1 + F_2)^2$$

$$\omega_S = \frac{|\vec{p}_f|^2 \sin^2(\theta)}{\bar{E}E_f} \cdot \left[ F_1^2(q^2) - \frac{(\vec{p}^f - \vec{p})^2}{4m^2} \cdot F_2^2(q^2) \right] \quad (6)$$

$$\omega_I = - \frac{|\vec{p}_f| \sin(\theta)}{\bar{E}E_f} \cdot (\bar{E} + E_f) \cdot \left[ F_1^2(q^2) - \frac{(\vec{p}^f - \vec{p})^2}{4m^2} \cdot F_2^2(q^2) \right]$$

где  $\vec{p}$  и  $\vec{p}^f$  четырех - импульсы внутриядерного нуклона до и после выбивания,  $\vartheta_e$  - угол рассеянного электрона,  $\theta$  - угол между импульсами выбитого нуклона и виртуального фотона ( $q_3 = |\vec{q}|$ ),  $\phi$  - азимутальный угол между плоскостями рассеяния электрона и нуклона,  $F_1$  и  $F_2$  дираковские формфакторы нуклонов, а  $\sigma_M$  - моттовское сечение.

- в  $\sigma^S$  закон сохранения тока восстановлен добавлением

нового члена ( на вершину фотон - нуклонного взаимодействия) пропорционального четырёх - вектору виртуального фотона ( $q_\mu$ ). Кроме того, для взаимодействующего нуклона введена эффективная масса  $m^*$ , определенная следующим образом

$$m^* = \sqrt{E_i^2 - p_i^2} \quad (7)$$

(где  $E_i$  в случае дейтрона есть  $m_D - E_S$ ,  $E_S$  - энергия спектратора). Для  $\sigma_{\text{он}}$  получается следующее выражение:

$$\sigma^S = \frac{\alpha^2}{Q^4} \cdot \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cdot \frac{1}{E_i E_f} \cdot \frac{1}{\left[1 + Q^2 / (m_N + m_N^*)^2\right]} \cdot \left\{ \begin{aligned} & \times \left[ 4(K_1 P_f)(K_2 P_f) - m_N^2 \cdot Q^2 \right] \cdot \left[ F_1(q^2) - \frac{Q^2}{4m^2} \cdot F_2(q^2) \right]^2 + \\ & + \frac{Q^2}{(m_N + m_N^*)^2} \cdot \left[ 4(K_1 P_f)(K_2 P_f) + 2(qP_f)^2 + m_N^2 Q^2 \right] (F_1 + F_2)^2 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где  $K_1(\epsilon_1, k_1)$  и  $K_2(\epsilon_2, k_2)$  четырёх - импульсы падающего и рассеянного электронов.

-  $\sigma^{\text{LC}}$  получен по формализму светового конуса [4] в так называемом коллинарном приближении, где в качестве направления пространственной компоненты плоскости квантования берется ось реакции, которая в данном случае совпадает с направлением вектора виртуального фотона в системе покоя ядра. При таком выборе оси квантования  $p_- (= p_0 - p_3)$  и  $p_t$  компоненты берутся на массовой поверхности, и сход с массовой поверхности реализуется для  $p_+ (= p_0 + p_3)$  компоненты импульса внутриядерного нуклона. Кроме того, воспользовавшись законом сохранения тока "+" - ая компонента электромагнитного тока выражена через "-" - ую компоненту

$$\langle i | J_+(q) | R, p_f \rangle = - \frac{q_+}{q_-} \cdot \langle i | J_-(q) | R, p_f \rangle \quad (9)$$

где  $R$  состояние, характеризующее остаточное ядро. Такое представление электромагнитного тока внутриядерного нуклона

позволяет написать следующее выражение для  $\sigma^{LC}$

$$\sigma^{LC} = \frac{\sigma_m}{8E_f m} \cdot \left\{ S(\alpha_f, p_f) + 2 \tan^2(\vartheta_o/2) \cdot C(\alpha_f, p_f) \right\} \quad (10)$$

где  $S = S_1 + S_2$

$$S_1 = 8 \cdot \left\{ F_1^2 \cdot \left[ (d, p_f) + \frac{1}{q_3} \cdot \frac{m^2 - \tilde{m}^2}{2} \right]^2 - (Q^2/q_3^2) \cdot \left( \frac{m^2 - \tilde{m}^2}{4} \right) + (Q^2/4m^2) \cdot F_2^2 \cdot (d, p_f)^2 \right\}$$

$$S_2 = 2 \cdot \frac{m^2 - \tilde{m}^2}{\alpha \cdot m} \cdot \left\{ F_1^2 \cdot (Q^2 \alpha_f m / q_3^2) - F_2 \cdot F_1 \cdot (1 - q_o/q_3) \cdot Q^2/q_3 + 2 \cdot (Q^2/4m^2) \cdot F_2^2 \cdot (d, p_f) \cdot (1 - q_o/q_3) \right\}$$

(11)

и аналогично (11)  $C = C_1 + C_2$

$$C_1 = \frac{8}{3} \cdot F_1^2 \cdot \left\{ q_3^2/Q^2 \left[ (d, p_f) + \frac{1}{q_3} \cdot \frac{m^2 - \tilde{m}^2}{2} \right]^2 - \left( \frac{m^2 - \tilde{m}^2}{4} \right) - \alpha_f \alpha / \alpha_q^2 \cdot Q^2 + p_f^2 - (p_f, q) \right\} + 4 \cdot F_1 \cdot F_2 \cdot Q^2 + \frac{1}{3} \cdot F_2^2 / m^2 \left\{ 2 \cdot (d, p_f)^2 \cdot q_3^2 + Q^2 (6m^2 + p_f q + 2p_f^2) - \frac{2(\alpha + \alpha_f)}{\alpha} \cdot (p_f, q) \cdot Q^2 - 2\alpha_f^2 / \alpha_q^2 \cdot Q^4 + 4(p_f, q)^2 \right\}$$

$$C_2 = \frac{2(m^2 - \tilde{m}^2)}{\alpha} \cdot \left\{ F_{1N}^2 (Q^2) \cdot \alpha_f + F_{1N} (Q^2) \cdot F_{2N} (Q^2) \cdot \alpha_q + F_{2N}^2 (Q^2) / 6m^2 \left[ -\alpha_q \cdot q_3 \cdot (d, p_f) + 2(p_f, q) \cdot \alpha_q + \frac{Q^2}{2} \cdot \alpha_f \right] \right\}$$

(12)

где использованы следующие обозначения

$$m^2 - \tilde{m}^2 = m^2 - (p_A - p_R)^2 = \alpha \cdot \left( \frac{m^2 + k_l^2}{\alpha} + \frac{m^2 + k_t^2}{A - \alpha} - m^2/A \right)$$

$$\alpha_f = A \cdot p_{f-} / p_A, \quad \alpha_q = A \cdot q / p_A, \quad \alpha = \alpha_f - \alpha_q \quad (13)$$

$$d^\mu = 1/E_o \cdot k_1^\mu = (1, \cos \delta, \sin \delta), \quad \sin \delta = \frac{\sqrt{Q^2}}{q_3}$$

$p_A^\mu, p_f^\mu, p_R^\mu$  - четырех - импульсы ядра, выбитого нуклона и

остаточного ядра соответственно,

- выражение для  $\sigma^{Fin}$  получено фактически без учета схода с массовой поверхности, с использованием кинематики конечного состояния, когда импульсы всех начальных частиц выражены через конечные измеряемые импульсы.

$$\sigma^{Fin} = \frac{\alpha^2}{G^4} \cdot \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cdot \frac{1}{(E_f - q_0)E_f} \cdot \left\{ \left[ 4(K_2 P_f)^2 - 2(K_2 P_f)G^2 - m_N^2 \cdot G^2 \right] \cdot \left[ F_1^2(q^2) + \frac{G^2}{4m^2} \cdot F_2^2(q^2) \right] + \frac{1}{2} \cdot G^4 (F_1 + F_2)^2 \right\} \quad (14)$$

Результаты расчетов  $R$ , нормированные относительно  $\sigma^{Fin}$  (здесь и дальше числитель и знаменатель в  $R$  разделены на соответствующие сечения  $\sigma^{Fin}$ ) для разных вышеописанных моделей приведены на рис. 1,2.

Как видно из рис.1, в зависимости от того, что назад летящий нейтрон или протон регистрируется в совпадении с электроном (соответственно взаимодействие происходит на вне массовом протоне или нейтроне), расхождение между разными моделями по разному зависит от угла между импульсом спектатора и виртуального фотона (на рис.1 импульс спектатора 0,5 ГэВ/с). Общей особенностью этих зависимостей является рост расхождения с увеличением угла образования спектатора (рост кумулятивности), особенно при  $\varphi_{p,q} > 100^\circ$ .

Кроме того, с ростом  $G^2$  также увеличиваются расхождения между моделями (см. рис.2), описывающими  $R$  и выбор возможного максимального значения  $G^2$  при данной кинематике (рис.3) даст возможность достаточно надежно идентифицировать эффекты сильной связи. Как видно из рис.1б, такое расхождение может достигать 70-80%.

Другой возможный способ обеспечения режима максимального расхождения - это выбор больших по абсолютной величине импульсов спектатора (рис.3,4), что согласно ур.3 обеспечит

большое значение энергии связи  $E_m$  для взаимодействующего нуклона.

Как следует из кинематических соотношений (рис.3) для достижения достаточно больших значений импульса спектатора при ограниченности энергии электронного пучка (напр. до 4 ГэВ) необходимо ограничиваться небольшими значениями  $\vartheta_{p_2q}$  ( $\approx 90^\circ$ ) и  $q^2$  ( $\approx 0.5 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ), в противном случае для достаточно больших  $\vartheta_{p_2q}$  ( $> 100^\circ$ ) и  $q^2$  ( $\geq 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ) необходимы большие начальные энергии электронов. На рис.4 приведены зависимости  $R$  от  $p_s$  при электронных энергиях, достигаемых в ЕРФИ (4а,б) и в ПЕГАСИС [21] (4в,г), что показывает возможность исследования эффектов схода с массовой поверхности при значениях  $E_m \approx M_n$ .

Как следует из рис.1,2,4 достаточно большим эффект получается для процессов  $d(e,e'p)n$ , когда регистрируется спектаторный нейтрон (взаимодействие происходит на немассовом протоне) в совпадении с электроном, что является достаточно трудной экспериментальной задачей.

Однако другим способом изучения немассового протона является выделение короткодействующих ( $pp$ ) корреляции с помощью многочастичных реакции типа  $A(e,e'P_1P_2)X$ , когда  $P_1$  и  $P_2$  регистрируются в кинематике, соответствующей спектатору  $P_1(P_2)$  и выбитому протону  $P_2(P_1)$  [22]. Возможность такого исследования поддерживается достаточно хорошо исследованным (экспериментально [23] и теоретически [24,25]) фактом, что высокоимпульсные компоненты ядерных волновых функции обусловлены короткодействующими малонуклонными корреляциями.

В конце заметим, что интересно также изучение азимутальной зависимости  $R$  (рис.5), что также позволяет, варьируя остальными кинематическими параметрами ( $\vartheta_{p_2q}$ ,  $p_s$ ,  $q^2$ ), найти области, позволяющие максимально однозначно исследовать эффекты сильной связи для внутриядерных нуклонов.

### 3. Изменение формфакторов внутриядерных нуклонов

Как уже было отмечено в разделе 2, если предполагать, что связь между электрическим и магнитным формфакторами

внутриядерных нуклонов такая же, как и для свободных (см. ур. (4)), то в величине  $R$ , определяемой выше, часть формфакторов несущих в себе информацию о размерах нуклонов (в смысле  $b = 1 / (1 + a^2 / 0.71)^2$ ), сокращаются, и на наш взгляд влияние эффектов изменения формфакторов нуклона на величину  $R$  не больше, что позволяет экспериментально проверить разные модели, учитывающие сход с массовой поверхности внутриядерного нуклона.

Если же определить  $R$  как отношение двух сечений, измеряемых при одинаковых  $\varepsilon_1$ ,  $p_s$ ,  $E_m$ , но при разных  $a^2$ , то вышеупомянутое сокращение дипольных формфакторов в  $R$  не происходит, что позволит изучать эффекты, связанные с изменением формфакторов внутриядерных нуклонов при сильной связи.

Однако для однозначности при вычислении  $R$  нужно или использовать экспериментально проверенную модель, правильно учитывающую эффекты сильной связи для сечения электрон - нуклонного взаимодействия, или кинематически подавить неопределённости, связанные с правильным учетом немассовых эффектов.

Для кинематического подавления этих неопределённостей, как следует из рис.6, нужно обеспечить условие

$$\varepsilon_1, \varepsilon_2 \gg \sqrt{a^2}, q_0 \quad (15)$$

при фиксированном значении  $a^2, q_0$ . В таком случае сечение рассеяния электрона на связанном нуклоне слабо зависит от способов учета схода с массовой поверхности (в пределах 5%, для кинематики рис.6), что дает возможность исследовать возможное изменение нуклонных формфакторов достаточно однозначно. Кроме того, надо ожидать, что эти эффекты будут доминируемыми при  $a^2 > 0.71 \text{ГэВ}^2/c^2$ , что с учетом ур.15 приводит к предпочтению больших начальных энергий для электронов.

Другим аргументом в пользу больших значений  $a^2$  является требование к подавлению взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) [18], так как в данном случае эффекты ВКС в величине  $R$  не сокращаются (разные значения импульсов конечных систем в числителе и знаменателе в  $R$ ), тогда как такое сокращение имело

место для  $R$ , определяемого в разделе 2.

Для конкретной оценки размера эффектов, связанных с изменениями формфакторов связанных нуклонов, рассмотрена деформация сильносвязанного нуклона в рамках модели миниделокализации [4,6]. В этой модели на основании предположения о подавлении точечноподобных конфигураций в сильносвязанном нуклоне [26] можно предсказать следующее поведение дипольных формфакторов от внутриядерного импульса  $p_m$ :

$$G = \frac{1}{(1 + (a^2/0.71) \cdot (1 + a \cdot p_m^2))^2} \quad (16)$$

где параметр  $a$  определяется через величину среднего разбухания ядерных нуклонов (обычно 2-5% [4]).

На рис.7, в рамках данной модели, приведены результаты расчетов величины  $R$ , в зависимости от импульса спектатора, для случая сильносвязанной парной ( $np$ ) корреляции в ядре  $A_1^{27}$ . Величина  $a$  определена в предположении 3% -ого разбухания среднего ядерного нуклона.

Как следовало ожидать из рис.6 и ур.15, с увеличением энергии электронов при фиксированном значении  $a^2$  происходит подавление неопределенностей от внемазовых приближений (см. раздел 2), что позволит изучать эффекты изменения нуклонных формфакторов.

Кроме того, из рис.8 видно, что эффект разбухания нуклонов становится доминирующим с увеличением  $a^2$ , поскольку формфакторы становятся чувствительными к параметру радиуса нуклона. Заметим, что очень интересно сравнение таких измерений с аналогичными измерениями на дейтроне (параметр  $a$  для дейтрона близок к нулю), что позволит исследовать влияния ядерного окружения на сильно скоррелированные нуклоны.

В заключение заметим, что экспериментальное исследование сечений процессов электророждения с быстрыми назад летящими нуклонами и их отношения при специфических кинематических условиях налагает достаточно жесткие требования на характеристики экспериментальных установок и первичных электронных пучков.

Однако, возможность регистрации многочастичных конечных состояний в совпадении в широком диапазоне энергии и углов в планируемых установках Дейтрон-2 (модифицированная) (Ереван) [26], КЛАС (СЕБАФ)[28] и ПЕГАСИС (СЛАК) [21] достаточно полно соответствует этим требованиям. Включение же в их экспериментальные программы [22,] исследования, описанные, в частности, в данной работе, по всей видимости позволят в ближайшем будущем выяснить многие вопросы относительно структуры сильно связанных нуклонов.

Автор выражает благодарность К.Ш.Егияну, Л.Л.Франкфурту и М.И.Стрикману за полезные обсуждения и замечания, а также Ю.Г.Шарабяну, М.Дж.Амаряну, Р.А.Демирчяну, С.Г.Степаняну и Г.А.Асряню за содействие в работе.

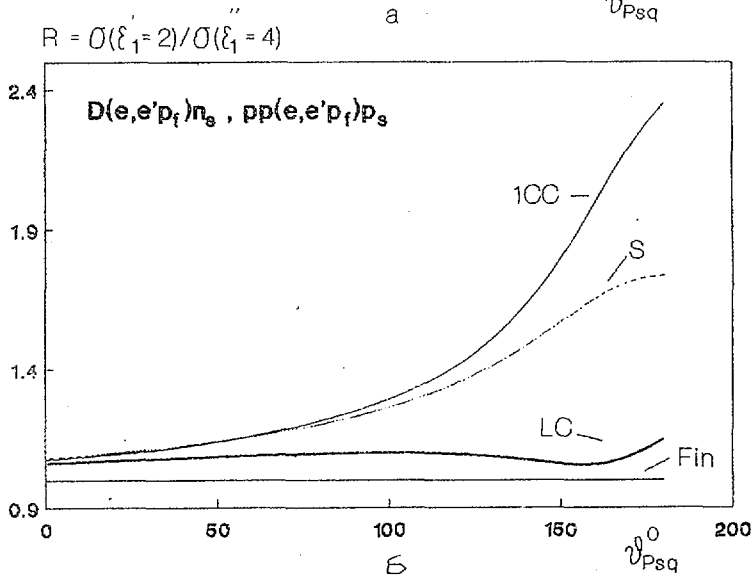
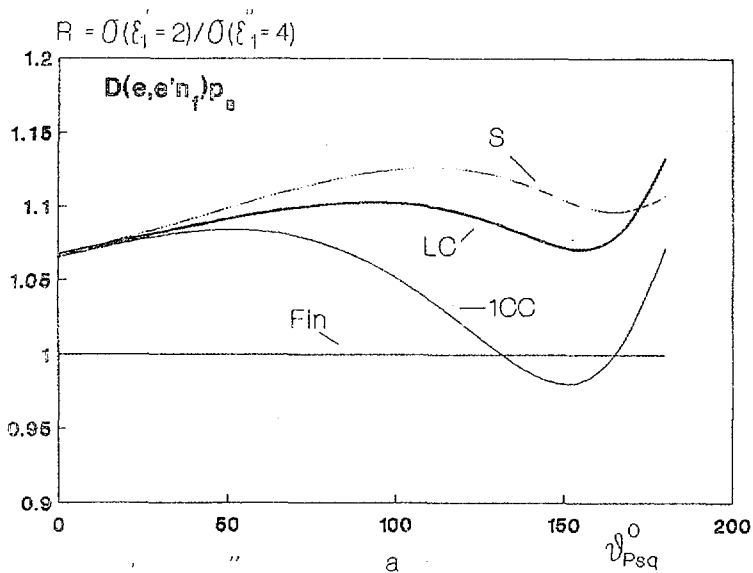


Рис. I

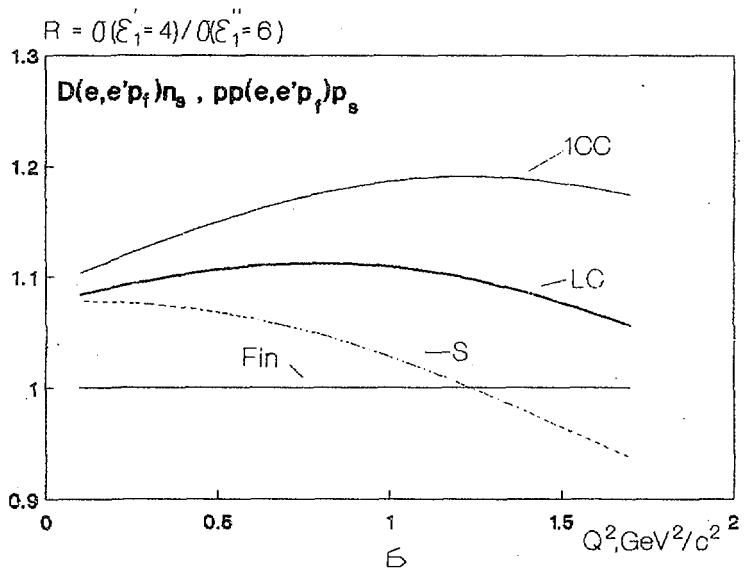
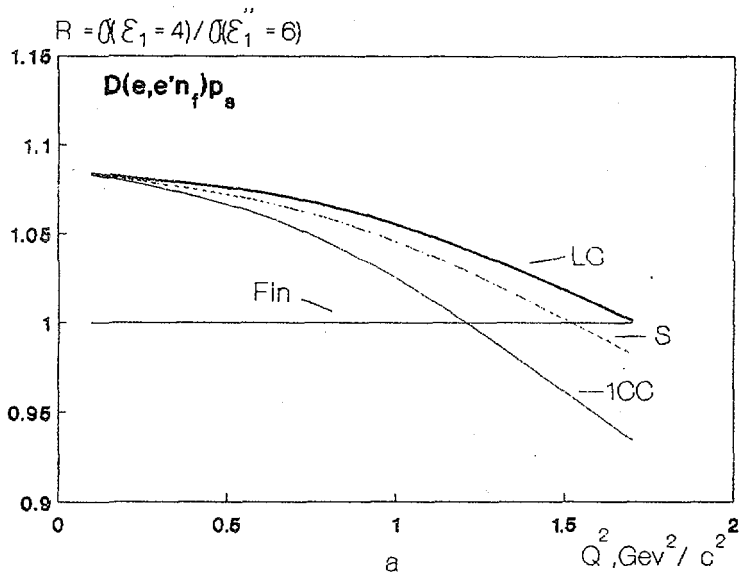


Рис. 2

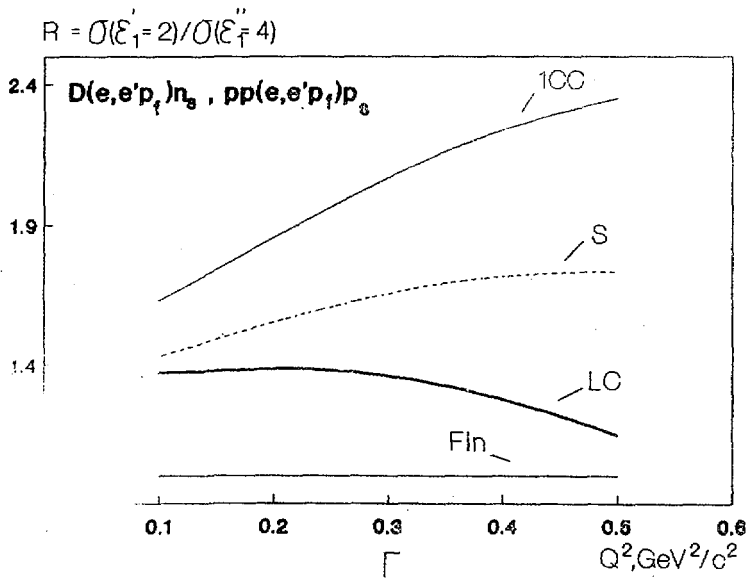
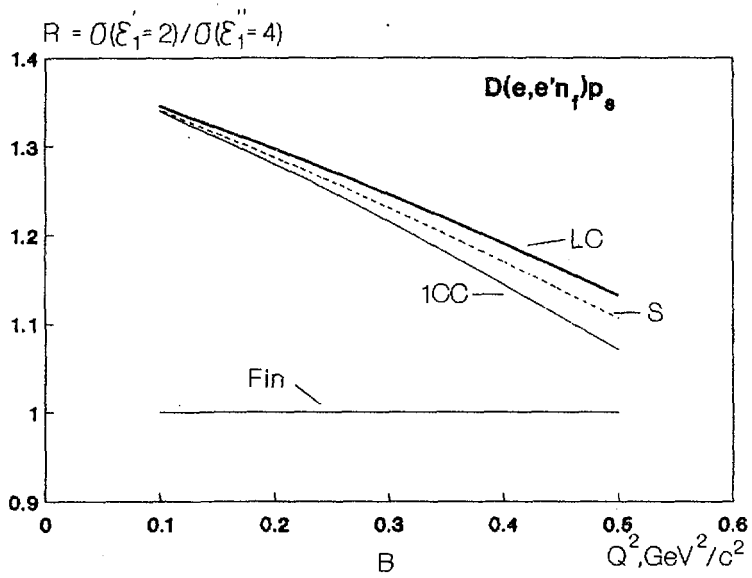


Рис. 2

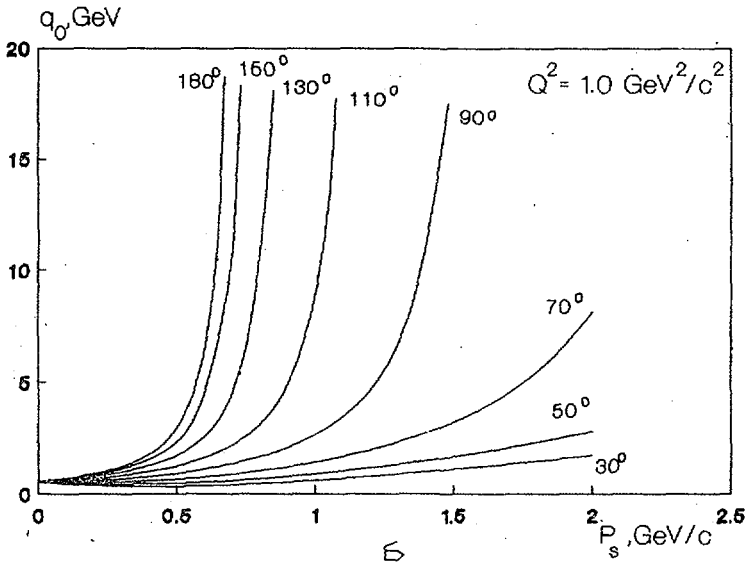
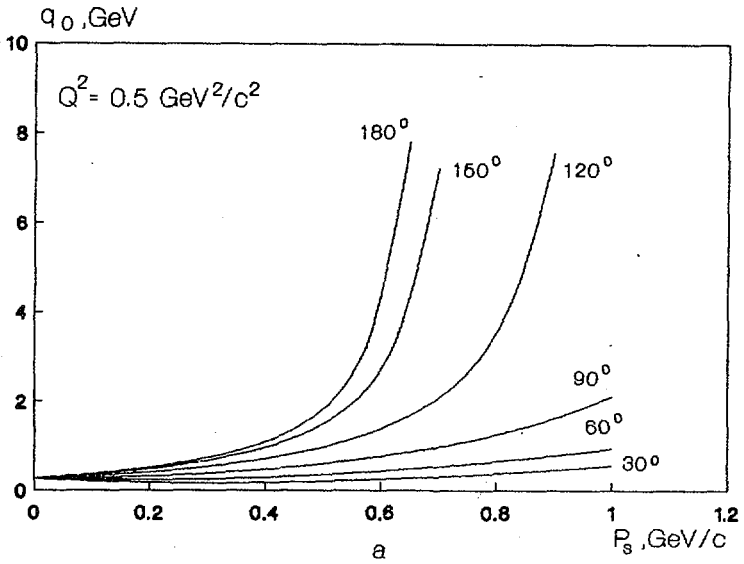


Рис.3

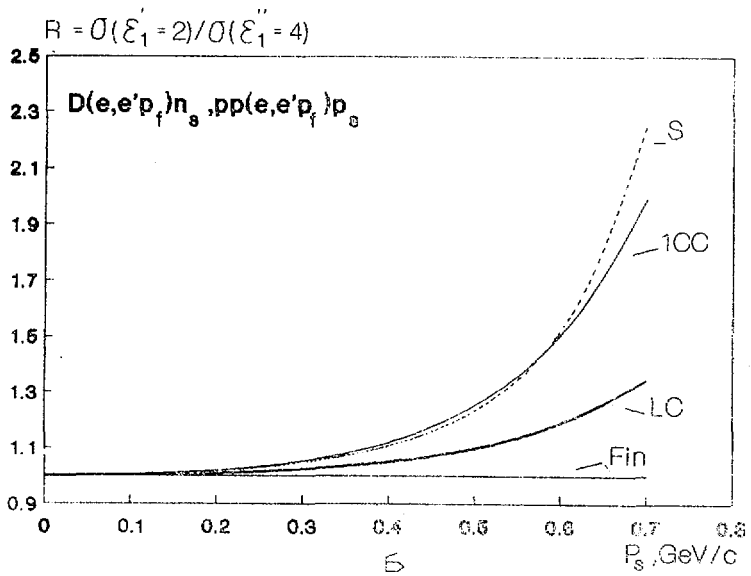
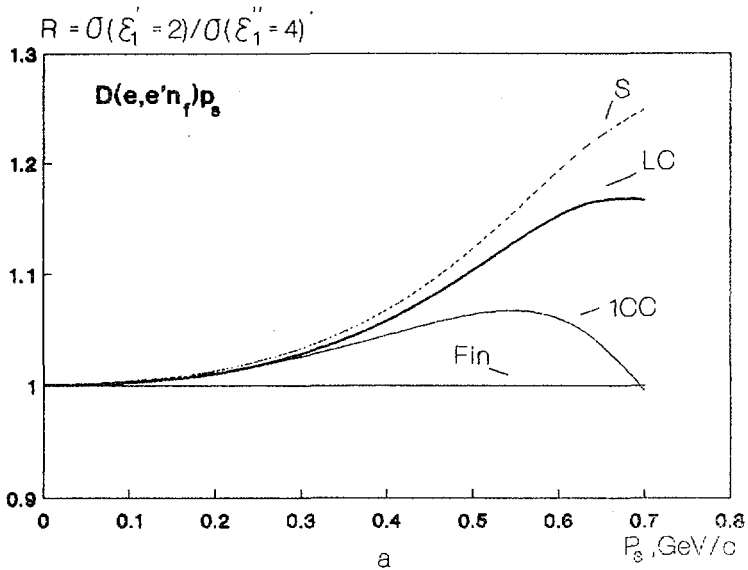


Рис. 4

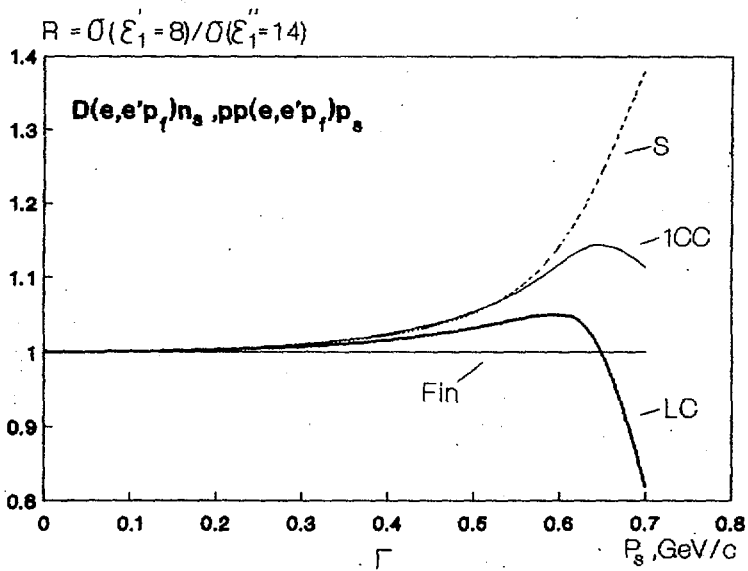
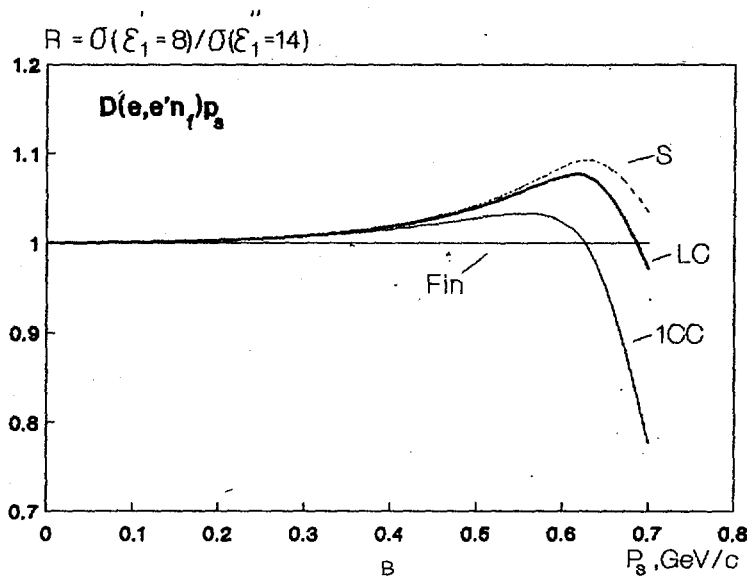


Рис. 4

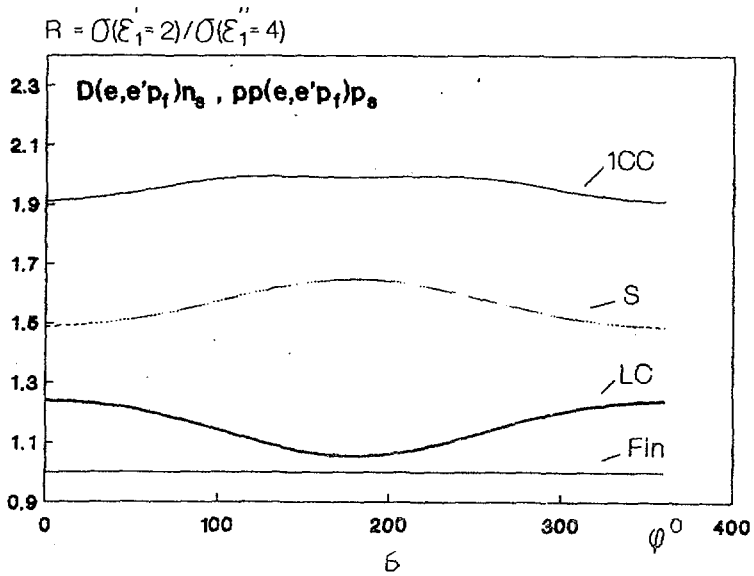
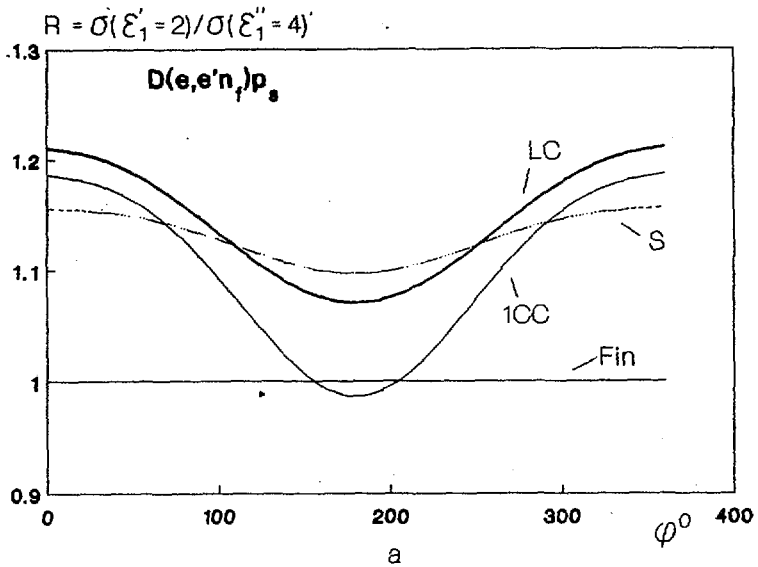


Рис. 5

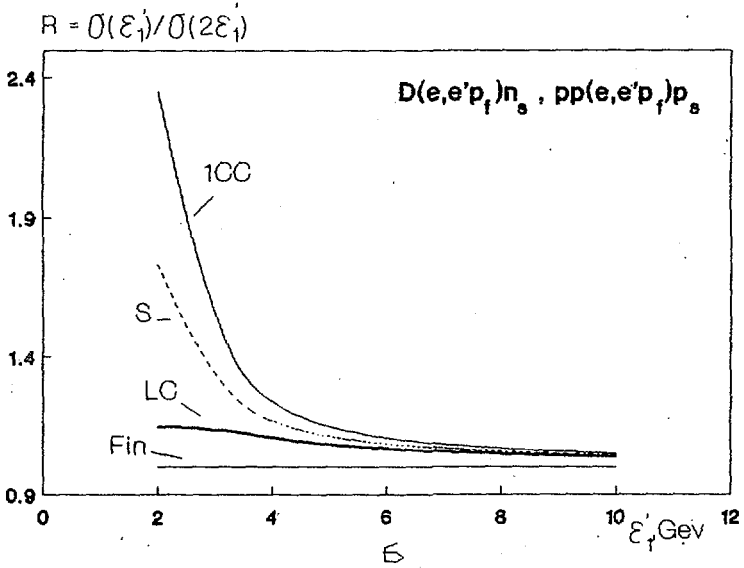
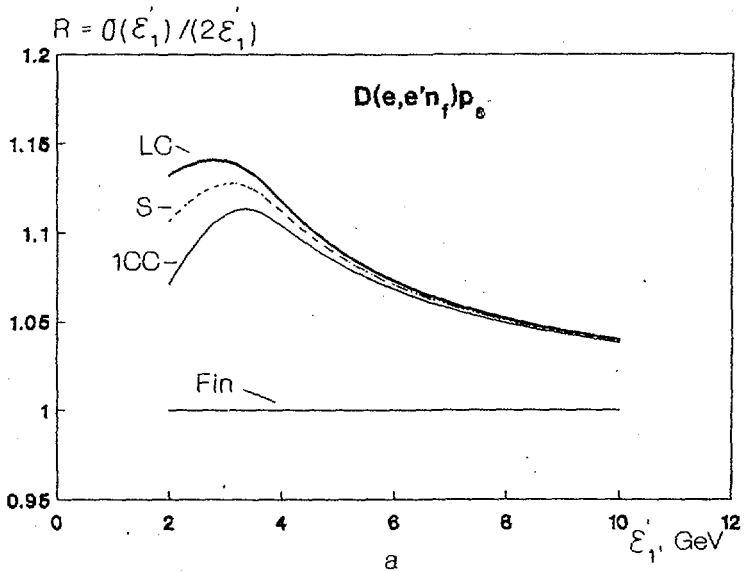
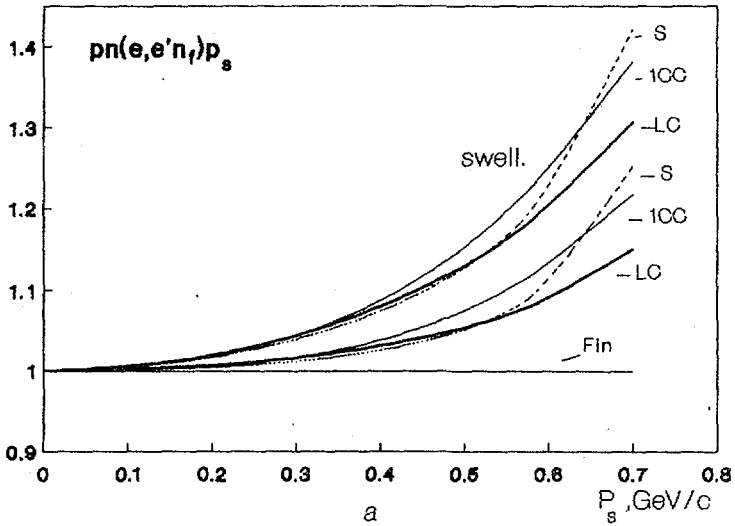


Рис. 6

$$R = \sigma(Q^2 = 0.7) / \sigma(Q^2 = 1.2), \quad \varepsilon_1 = 4 \text{ GeV}$$



$$R = \sigma(Q^2 = 2) / \sigma(Q^2 = 4), \quad \varepsilon_1 = 14 \text{ GeV}$$

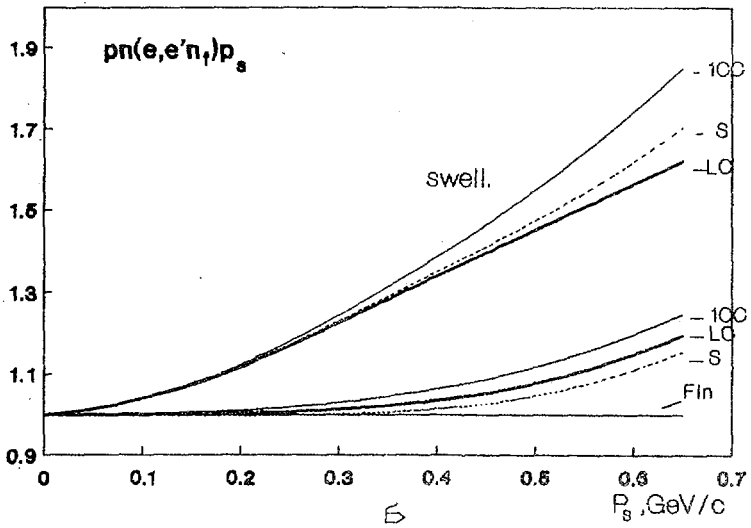
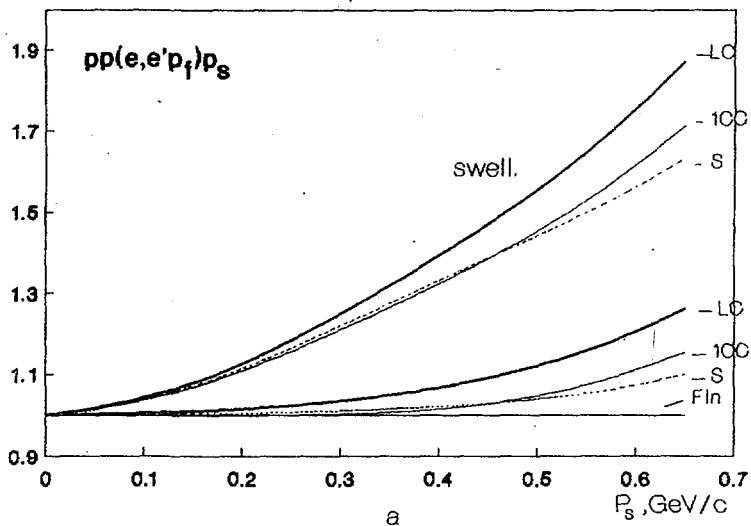


Рис. 7

$$R = \sigma(Q^2=2)/\sigma(Q^2=4), \quad \mathcal{E}_1 = 14 \text{ GeV}$$



$$R = \sigma(Q^2=2)/\sigma(Q^2=4), \quad \mathcal{E}_1 = 14 \text{ GeV}$$

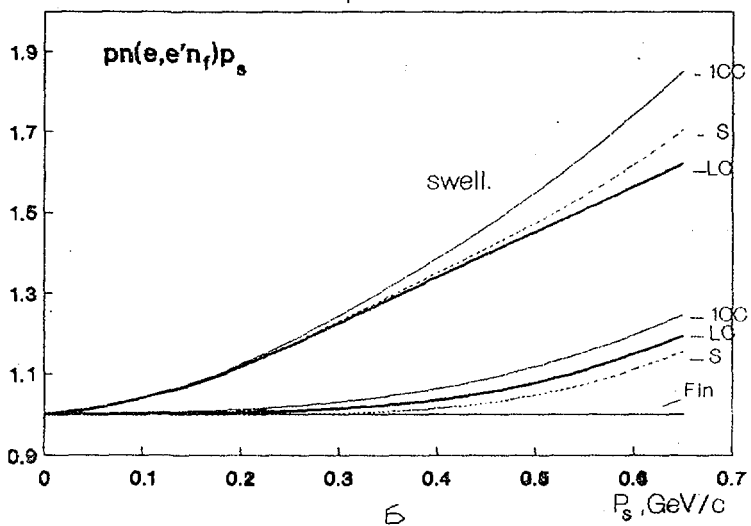


FIG. 8

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1 Зависимость отношения  $R$  от угла спектатора нуклона относительно импульса виртуального фотона  $\vec{q}$ .  $R$  - отношение дифференциальных сечений процесса  $D(e, e' n)_S$  при разных значениях энергии начального электрона  $\varepsilon'_1, \varepsilon''_1$  и одинаковых значениях  $\vec{p}_S, q^2$ , нормированное относительно  $R$ , рассчитанное без учета схода с массовой поверхности. а -  $R$  рассчитан при  $\varepsilon'_1 = 2 \text{ ГэВ}$ ,  $\varepsilon''_1 = 4 \text{ ГэВ}$ ,  $p_S = 0.5 \text{ ГэВ/с}$ ,  $q^2 = 0.5 (\text{ГэВ/с})^2$  и  $\phi = 180^\circ$  для процесса  $D(e, e' n)_S$ , б - при той же кинематике, для процессов  $D(e, e' p)_S$  и  $pp(e, e' p)_S$  ("pp" - парная pp корреляция). Здесь и дальше "ICC", "Fin", "S", и "LC" соответствуют расчетам по  $\sigma^{ICC}, \sigma^{Fin}, \sigma^S$  и  $\sigma^{LC}$  описанным в разделе 2.

Рис. 2 Зависимость отношения  $R$  от квадрата переданного четырех - импульса  $q^2$  при  $p_S = 0.5 \text{ ГэВ/с}$ ,  $\vartheta_{p_S q} = 180^\circ$ ,  $\phi = 180^\circ$ : а, б -  $\varepsilon'_1 = 4 \text{ ГэВ}$ ,  $\varepsilon''_1 = 6 \text{ ГэВ}$ , в, г -  $\varepsilon'_1 = 2 \text{ ГэВ}$ ,  $\varepsilon''_1 = 4 \text{ ГэВ}$ .

Рис. 3 Зависимость переданной энергии  $q_0$  от импульса спектатора в кинематике квазиупругого электроразвала дейтерия при разных значениях угла образования (относительно  $\vec{q}$ ) спектатора: а -  $q^2 = 0.5 (\text{ГэВ/с})^2$ , б -  $q^2 = 1.0 (\text{ГэВ/с})^2$ .

Рис. 4 Зависимость отношения  $R$  от величины импульса спектатора: а, б -  $\varepsilon'_1 = 2 \text{ ГэВ}$ ,  $\varepsilon''_1 = 4 \text{ ГэВ}$ ,  $q^2 = 0.5 (\text{ГэВ/с})^2$ ,  $\vartheta_{p_S q} = 90^\circ$ ,  $\phi = 180^\circ$ , в, г -  $\varepsilon'_1 = 8 \text{ ГэВ}$ ,  $\varepsilon''_1 = 14 \text{ ГэВ}$ ,  $q^2 = 1.0 (\text{ГэВ/с})^2$ ,  $\vartheta_{p_S q} = 180^\circ$ ,  $\phi = 180^\circ$ .

Рис. 5 Зависимость отношения  $R$  от азимутального угла  $\phi$  при  $\varepsilon'_1 = 2 \text{ ГэВ}$ ,  $\varepsilon''_1 = 4 \text{ ГэВ}$ ,  $q^2 = 0.5 (\text{ГэВ/с})^2$ ,  $\vartheta_{p_S q} = 180^\circ$ ,  $p_S = 0.5 \text{ ГэВ/с}$

Рис. 6 Зависимость отношения  $R$  от энергии начального электрона, при фиксированном значении  $\varepsilon'_1/\varepsilon''_1 = 0.5$ ,  $q^2 = 0.5 (\text{ГэВ/с})^2$ ,  $p_S = 0.5 \text{ ГэВ/с}$ ,  $\vartheta_{p_S q} = 180^\circ$ ,  $\phi = 180^\circ$ .

Рис.7 Зависимость отношения  $R$  от величины импульса спектатора

$R$  - отношение дифференциальных сечений процесса  $pp(e, e', n_s) p_s$  при разных значениях  $a_1^2$  и  $a_2^2$  одинаковых значениях  $\epsilon_1$ ,  $p_s$ , нормированное относительно  $R$ , рассчитанное без учета схода с массовой поверхности:  
 $a - a_1^2 = 0.7(\text{ГэВ}/c)^2$ ;  $a_2^2 = 1.2(\text{ГэВ}/c)^2$ ;  $\epsilon_1 = 4\text{ГэВ}$ ,  $\varphi_{p_s q} = 90^\circ$ ,  
 $\phi = 180^\circ$ ,  $b - a_1^2 = 2(\text{ГэВ}/c)^2$ ;  $a_2^2 = 4(\text{ГэВ}/c)^2$ ;  $\epsilon_1 = 14\text{ГэВ}$ ,  
 $\varphi_{p_s q} = 90^\circ$ ,  $\phi = 180^\circ$ .

Рис.8 Зависимость отношения  $R$  от величины импульса спектатора

(аналогично рис.7), для процессов  $pp(e, e', p_s) p_s$ .  
 $a - a_1^2 = 2(\text{ГэВ}/c)^2$ ;  $a_2^2 = 4(\text{ГэВ}/c)^2$ ;  $\epsilon_1 = 14\text{ГэВ}$ ,  $\varphi_{p_s q} = 90^\circ$ ,  
 $\phi = 180^\circ$ ,  $b - a_1^2 = 3(\text{ГэВ}/c)^2$ ;  $a_2^2 = 6(\text{ГэВ}/c)^2$ ;  $\epsilon_1 = 14\text{ГэВ}$ ,  
 $\varphi_{p_s q} = 90^\circ$ ,  $\phi = 180^\circ$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T.de Forest Jr., Ann.Rev.Nucl.Sci., 1975, v.25, p.1-27.
2. Van der Steenhoven, Report of the Summer Study Group, 1986, p.95.
3. Geesman D.F. et al., Phys.Rev.Lett., 1989, v.63, P.734.
4. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys.Rep., 1981, v.76, p.215; Phys.Rep., 1988, v.160, p.235-427.
5. Namyslowski J.M., Prog.Part.Nucl.Phys., 1984, v.14, n.2, p.1
6. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л., Ядер.Физика, 1985, т.41, с.485; Frankfurt L.L., Strikman M.I., Nucl.Phys., 1985, v.B250, p.143.143.
7. Jaffe R.L., Close F.E., Roberts R.G., Ross G.G., Phys.Lett., 1984, v.B134, p.449.
8. Ciofi degli Atti C., Frankfurt L.L., Simula S., Strikman M.I. 1989, (Preprint/Istituto Nazionale Fisica Nucleare: INFN-ISS 89/12).
9. Brodsky S., Chertok B., Phys.Rev., 1976, v.D11, p.3003.
10. Fabian W., Arenhövel H., Nucl.Phys., 1976, v.A258, p.461; Arenhövel H. Nucl.Phys., 1982, v.A374, p.521.
11. Sommer B., Nucl.Phys., 1978, v.A308, p.263.
12. Boffi S., Giusti C., Pacati F.D., Nucl.Phys., 1982, v.A386, p.599.
13. T.de Forest Jr., Nucl.Phys., 1983, v.A329, p.232.
14. Mougey J., Thesis, University of Paris-Sud, 1976.
15. Mougey J. et al., Nucl.Phys., 1976, A262, p.461.
16. Iachello F., Jackson A.D. Phys.Lett., 1973, v.43B, p.191; Simon G.G., Schmitt Ch., Borkowski F., Walther V.H. Nucl.Phys., 1980, v.A333, p.381-391.391.
17. Amaryan M.J., Asryan G.A., Demirchyan R.A., Egiyan K.Sh et al. Preprint YERPHI-1108(71)-88, Yerevan, 1988.
18. Boffi S., Giusti C., Pacati F.D., Frullani S. Nucl.Phys., 1979, v.A319, p.461.
19. Galster S., Klein H., Moritz J., Schmidt K.H., Bleckwenn J. Nucl.Phys., 1971, v.B32, p.221-237.

20. Sargsyan M.M., Frankfurt L.L., Strikman M.I. Z.Phys A.-  
Atomic Nuclei, 1990, v.335, p.431.
21. PEP Gas-Jet-Spectrometer System, October 1989
22. Amaryan M.J., Asryan G.A., Demirchyan R.A., Egayan K.Sh et  
al., CEBAF Proposal PR-89-036.
23. Aizakyan K.V. et al., Preprint YERPHI-1303(89)-90
24. Marchand C. et al., Phys.Rev.Lett., 1988, v.60, p.1703;  
Diofi degli Atti C., Phys.Rev., 1989, v.C39, p.259.
25. Sargsyan M.M., CLAS-NOTE 90-007, July-1990
26. Brodsky S.J., Tao Huang, Lepage G.P. SLAC-PUB, 2868, 1982.
27. Amaryan M.J., Demirchyan R.A., Egayan K.Sh., Sargsyan  
M.M., Stepanyan S.G. Preprint/YERPHI - 1195(72)-89.
28. CEBAF End Station B, Semi-Annual Report to DOE, 1989.

Рукопись поступила 13 июня 1991

М. М. САРГСЯН

ЭФФЕКТЫ СХОДА С МАССОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ В МОДЕЛИ СПЕКТАТОРНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ НУКЛОНОВ

Редактор Л. П. Мукаян

Технический редактор А. С. Абрамян

---

Подписано в печать 18/VI-81г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 1.5

Тираж 299 экз. Ц. 22 к.

Зак. тип. II7

Индекс 3849

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул. Братьев Аликяна, 2

**The address for requests:  
Information Department  
Yerevan Physics Institute  
Alikhanian Brothers 2,  
Yrevan, 375036  
Armenia, USSR**

ИНДЕКС 3040



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ