

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



9426

P2 - 9426

В.В.Буров, А.И.Титов

О РОЛИ ФЕРМИЕВСКОГО ДВИЖЕНИЯ  
В ОБРАЗОВАНИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПИОНОВ  
В ПРОТОН-ДЕЙТРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

1975

P2 - 9426

В.В.Буров, А.И.Титов

О РОЛИ ФЕРМИЕВСКОГО ДВИЖЕНИЯ  
В ОБРАЗОВАНИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПИОНОВ  
В ПРОТОН-ДЕЙТРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Вопрос о влиянии ферми-движения на выходы высокоэнергетических пионов в дейтрон-ядерных столкновениях исследовался в работе С.Б.Герасимова и Н.Гнордзеску<sup>/1/</sup>, где был сделан вывод о недостаточности учета одной только этой формы движения для объяснения выхода пионов с энергией выше энергии кинематического предела пионообразования на свободных нуклонах. Расчеты<sup>/1/</sup> выходов пионов в более чистой задаче - исследования протон-дейтронных столкновений - носили предварительный характер: они были проделаны для области больших энергий вылетающих пионов  $T_\pi$  до появления экспериментальных данных. Позднее экспериментальные измерения были сделаны<sup>/2/</sup>, но при меньших  $T_\pi$ /исключая, может быть, одну точку/, поэтому выводов о вкладе ферми-движения сделать не удалось. В связи с этим представляется интересным вновь рассчитать сечения пионообразования и исследовать вклад в него ферми-движения. Для этого мы используем ту же модель импульсного приближения<sup>/1/</sup>. Новым моментом является попытка релятивизации волновой функции дейтрона. Приведем основные формулы расчета. Сечение образования пионов в протон-дейтронных столкновениях имеет вид

$$2E_\pi \frac{d^3 \sigma}{d \vec{p}_\pi} = \int \sum_{n,p} d\vec{p}' |\Phi(p')|^2 R_1 \cdot 2E_\pi \frac{d^3 \sigma}{d p_\pi} (p+N_d \rightarrow \pi^- + \dots) \quad /1/$$

Здесь  $p'$  - импульс внутреннего движения нуклонов в дейтроне,  $\Phi(\vec{p}')$  - волновая функция дейтрона в импульсном представлении в системе покоя дейтрона,  $R_1$  - ки-

нематический фактор, который учитывает переопределение плотности потока через кинематические переменные виртуального нуклона с 4-импульсом

$$p_d^2 = E^2 - p^2 = (M_d - \sqrt{p'^2 + m^2})^2 - p^2 \leq m^2. \quad /2/$$

Аналитическая зависимость сечения пинообразования на нуклоне имеет вид

$$2E_\pi \frac{d^3 \sigma}{d\vec{p}_\pi} = \frac{2E_\pi}{p_\pi} \sigma_{tot}(pp) \rho(x, p_\perp^\pi), \quad /3/$$

где

$$x = p_{||}^\pi / p_{||\max}^\pi,$$

$$\rho(x, p_\perp) = F(x) \exp(6,12(-p_\perp + p_\perp x - p_\perp^2 x^2)),$$

$$F(x) = 0,92 \exp(-3,9x) \cdot [1 + \exp((x - 0,65)/0,083)]^{-1} (1 - x)^{0,69}.$$

Предполагается, что характер функциональной зависимости сечений /3/ от кинематических переменных переданного импульса и масштабной переменной  $x$  не меняется при переходе к рассеянию на связанных нуклонах и все немассовые эффекты сводятся к учету зависимости этих переменных от  $\vec{p}'$ . Как и в /1/, в  $2E_\pi d^3 \sigma / d\vec{p}_\pi$  вводится обрезывающий фактор  $R_2$ , учитывающий изменение  $t_{\min}$  с увеличением степени виртуальности нуклона

$$R_2 = \exp\{B[t_{\min}(p_d^2, M^2) - t_{\min}(m^2, M^2)]\} \quad /4/$$

с параметрами  $B = 10 \text{ ГэВ}^{-2}$ ;  $M = 2 \text{ ГэВ}$ . Подробное обоснование выбора этих параметров приведено в работе /1/.

Нами взяты нерелятивистские волновые функции дейтрона с отталкивающим кором /3/ и без него /функция Мак-Ги /4/. Их релятивизация осуществлялась с помощью преобразования в пространство Лобачевского:

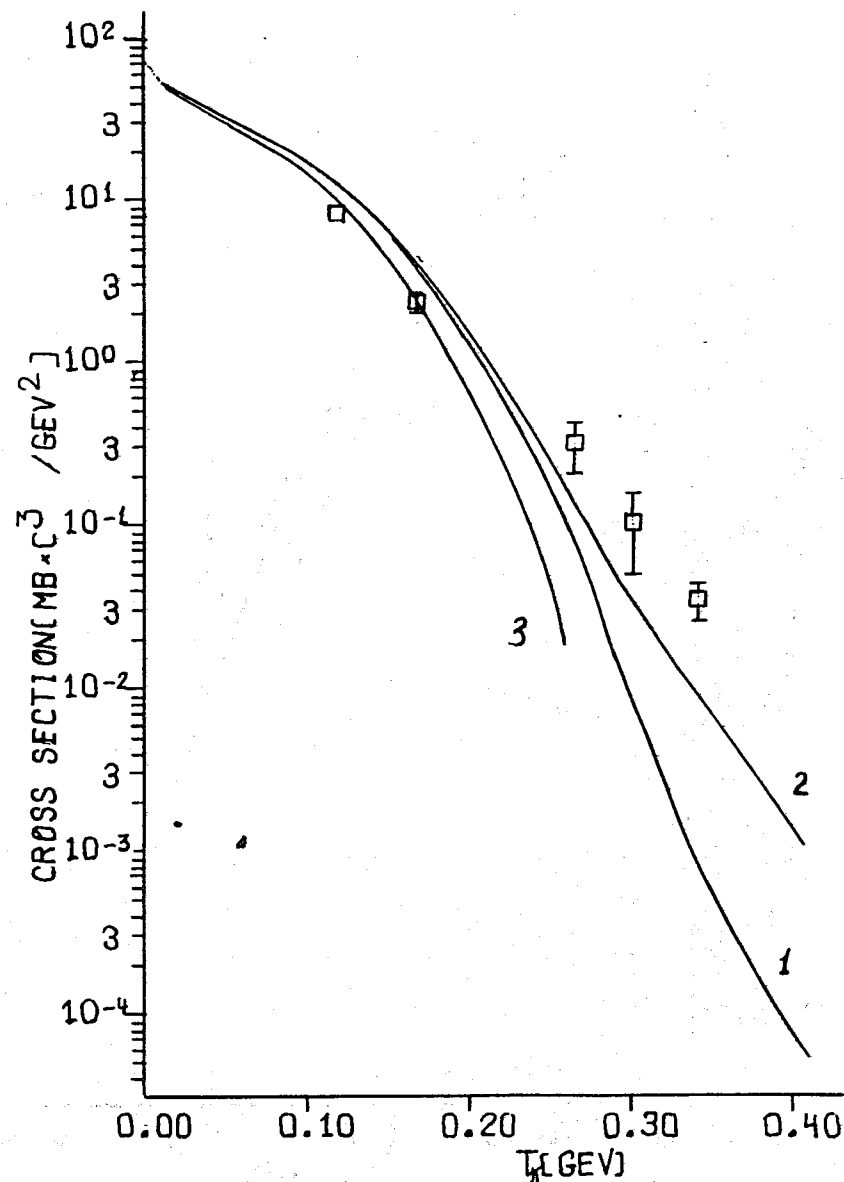


рис. 1. Выход пионов под углом  $180^\circ$  в реакции  $p / 8,4 \text{ ГэВ}/c + d \rightarrow \pi^- + \dots$ . Кривая 1 - расчет сечения с нерелятивистской волновой функцией с твердым кором; 2 - с релятивизованной; 3 - рождение пионов на свободных нуклонах;  $\sigma_{tot}(pp) = 40 \text{ мб}$ .

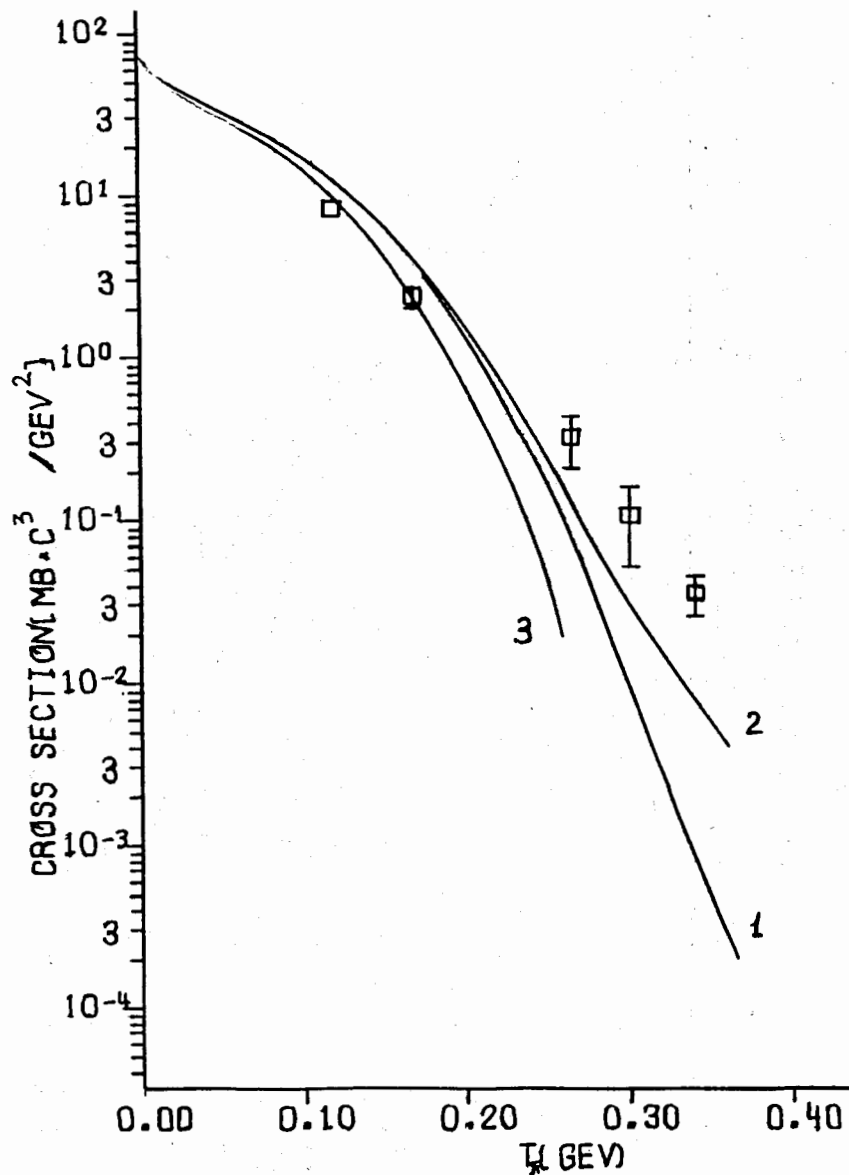


Рис. 2. Выход пионов под углом  $180^\circ$  в реакции  $p/8,4 \text{ ГэВ/с/} + d \rightarrow \pi^- + \dots$ . Кривая 1 - расчет сечения с нерелятивизованной функцией Мак-Ги; 2 - с релятивизованной; 3- рождение пионов на свободных нуклонах;  $\sigma_{\text{tot}}(pp) = 40 \text{ мб.}$

$$\Phi(\vec{p}) = \int \xi(\vec{p}, \vec{r}) \Phi(\vec{r}) d\vec{r},$$

где  $\xi(\vec{p}, \vec{r})$  - функции Шапиро, которые при  $p \ll m$  переходят в  $e^{i\vec{p}\vec{r}}$ . Ранее аналогичная процедура использовалась в работе/5/. На рис. 1 показан результат расчета с использованием волновой функции дейтрона с твердым кором, причем кривая 1 соответствует нерелятивистской волновой функции, кривая 2 - релятивизованной, кривая 3 - случаю рождения пионов на свободных нуклонах. На рис. 2 приведен аналогичный расчет с использованием волновой функции Мак-Ги. Видно, что все теоретические кривые довольно хорошо описывают эксперимент в области небольших кинетических энергий  $\pi^-$ -мезонов  $T_\pi$  и идут существенно ниже экспериментальных точек при увеличении  $T_\pi$ . Это позволяет сделать вывод, что хотя фермиевское движение нуклонов в дейтроне несколько увеличивает кинематический порог рождения пионов, оно все же не в состоянии полностью объяснить имеющиеся экспериментальные данные. Это расхождение указывает на существование других механизмов высокоэнергетического пионообразования в протон-дейтронных столкновениях/6/.

В заключение считаем своим приятным долгом поблагодарить С.Б.Герасимова, В.К.Лукьянова и сотрудников группы В.С.Ставинского за полезные обсуждения, а также Л.Каптаря за помощь при проведении численных расчетов.

#### Литература

1. С.Б.Герасимов, Н.Гиордэнеску. Сообщение ОИЯИ, P2-7687, Дубна, 1974.
2. А.М.Балдин, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, Л.К.Иванова, Н.С.Мороз, А.А.Повторейко, В.Б.Радоманов, В.С.Ставинский. ЯФ, 20, 1201 /1974/.

3. J.Hamberstone, J.S.Wallarce. *Nucl.Phys.*, A141, 362 (1970).
4. I.J.McGee. *Phys.Rev.*, 151, 772 (1966).
5. В.А.Карманов. *Письма в ЖЭТФ*, 21, вып. 5, 289/1975/.
6. А.М.Балдин. *Краткие сообщения по физике*, 1, 35 /1971/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1975 года.