

## О ПРОИСХОЖДЕНИИ "ПРЯМЫХ" ЛЕПТОНОВ

Б.А.Долгошеин, Ю.П.Никитин, Г.В.Рожнов.

Проанализированы эксперименты по исследованию процессов типа  $p + N \rightarrow l^\pm + X$ , в которых детектируются "прямые" лептоны с большими поперечными импульсами. Показано, что значительный вклад в подобные процессы обусловлен распадами  $\Psi(3105) \rightarrow l^+ + l^-$ .

В целом ряде экспериментов, выполненных в Серпухове [1], FNAL [2, 3] и CERN ISR [4], было обнаружено образование "прямых" лептонов в процессе

$$p + N \rightarrow l^\pm + X, \quad (1)$$

где  $l^\pm$  — детектируемый лептон,  $X$  — недетектируемые частицы. Под "прямыми" лептонами подразумеваются лептоны, возникающие в процессе распада некоторых объектов, время жизни которых  $\tau \lesssim 10^{-12}$  сек. Наблюдаемый выход лептонов с большими поперечными импульсами ( $k_\perp > 1,5$  Гэв/с) не может быть объяснен на основе расчетов в рамках партоновых моделей типа Дрелла — Яна [5], где рождение  $l^+l^-$ -пар происходит за счет электромагнитной аннигиляции партонов и антипартонов, принадлежащих сталкивающимся адронам.

Ниже мы приводим аргументы в пользу значительного вклада в выход лептонов распадов  $\Psi(3105)$  — мезона на  $l^+l^-$ . Предположим, что инвариантное дифференциальное сечение образования  $\Psi$ -мезонов может быть описано в факторизованном виде:

$$\frac{E d\sigma}{d^3p} = A \exp(-\beta p_\perp) \exp(-\alpha x_E), \quad (2)$$

где  $p_\perp$  — поперечный импульс  $\Psi$ -мезона. Скейлинговая переменная  $x_E$ <sup>1)</sup> выбирается в виде  $x_E = E^*/E_{max}^*$ ,  $E^*$  — энергия  $\Psi$ -частицы в ЦС,  $E_{max}^*$  — максимально возможное значение  $E^*$ . В формуле (2) параметры  $\beta$  и  $\alpha$  характеризуют эффективные области значений  $p_\perp$  и  $x_E$ , дающие основной вклад в сечение образования  $\Psi$ -мезонов и могут быть найдены на основе данных об образовании  $\Psi$ -мезонов при энергиях 250 Гэв [6] и 1500 Гэв [7]. Результаты указанных экспериментов хорошо описываются на основе формулы (2) с параметрами  $\alpha = 8$ ,  $\beta = 2$  (Гэв/с)<sup>-1</sup>,  $A = 5,1 \cdot 10^{-32}$  см<sup>2</sup>/Гэв<sup>2</sup>.

Использование переменной  $x_E$  вместо Фейнмановской переменной  $x = 2p_{11}^*/\sqrt{s}$ , где  $p_{11}^*$  — продольный импульс  $\Psi$ -мезона в ЦС, позволяет объяснить быстрый рост сечения образования  $\Psi$ -мезона при изменении

<sup>1)</sup>Заметим, что при  $m_\perp \ll |p_z|$  переменная  $x_E$  переходит в обычную Фейнмановскую переменную  $|x| = |p_z^*|/P_{max}^*$ .

энергии от  $E = 30 \text{ Гэв}$  [8] до  $E = 1500 \text{ Гэв}$  (с учетом экстраполяции данных [6, 7] в область значений  $x$ , где измерения не проводились). Имеющиеся экспериментальные точки и предсказания формулы (2) для полного сечения инклюзивного процесса  $N + N \rightarrow \Psi + (\text{адроны})$  с распадом  $\Psi \rightarrow l^+ + l^-$  приводятся на рис. 1.

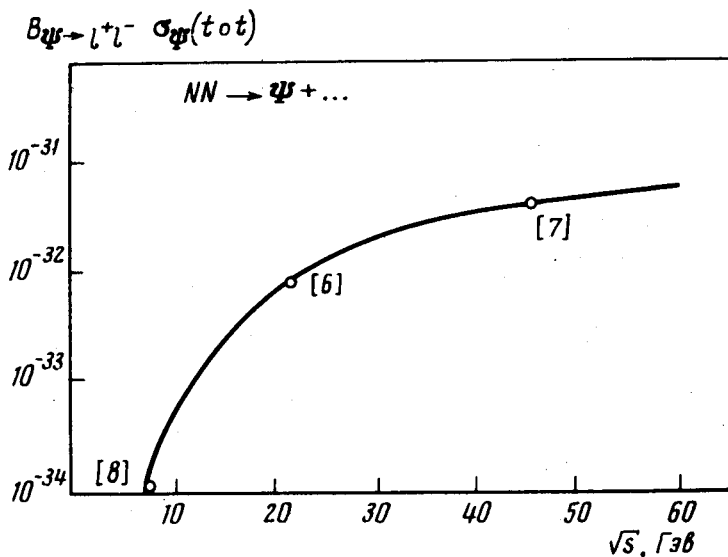


Рис. 1. Сечение рождения  $\Psi$ -мезона с распадом по каналу  $l^+l^-$  в модели с  $x_E$ -зависимостью распределения  $\Psi$

На рис. 2 представлены результаты расчетов инвариантных дифференциальных сечений процесса (1) в предположении о том, что источником "прямых" лептонов являются распады  $\Psi(3105) \rightarrow l^+l^-$ . Как видно из рис. 2 в области  $k_{\perp} \gg 1,5 \text{ Гэв}/c$  значительная часть "прямых" лептонов может быть объяснена распадом  $\Psi \rightarrow l^+l^-$ .

Оценим теперь вклад в выход "прямых" лептонов от распадов легких векторных мезонов  $\rho^0$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ . Согласно предсказаниям кварковой модели множественного рождения [9] при высоких энергиях должны рождаться преимущественно мезонные резонансы. При этом средние множественности  $\langle n_{\rho^{\pm}} \rangle = \langle n_{\rho^0} \rangle = \langle n_{\omega} \rangle \approx 0,1 \langle n_{\phi} \rangle$ , где  $\langle n_{\phi} \rangle$  — средняя множественность заряженных пионов. При энергии  $E = 300 \text{ Гэв}$   $\langle n_{\phi} \rangle \approx 8$  [10]. Как следует из результатов опыта [6], вкладом  $\phi$ -мезона можно пренебречь. Оценка сверху на сечения рождения векторных мезонов в  $NN$ -соударениях получится, если предположить, что  $\sigma_{\rho^0} \approx \sigma_{\rho^{\pm}} \approx \sigma_{\omega} \approx \sigma_{\text{in}}(NN)/4$ , где  $\sigma_{\text{in}}(NN)$  — полное сечение неупругих  $NN$ -соударений. Используя эти оценки для абсолютной нормировки спектров лептонов от распадов  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов, образованных в  $NN$ -соударениях при  $E = 300 \text{ Гэв}$ , учитывая распределение  $\rho^0$  ( $\omega$ )-мезонов по  $p_{\perp}$ , измеренное в

$$\epsilon \frac{d\sigma}{d^3k} (\mu, e)$$

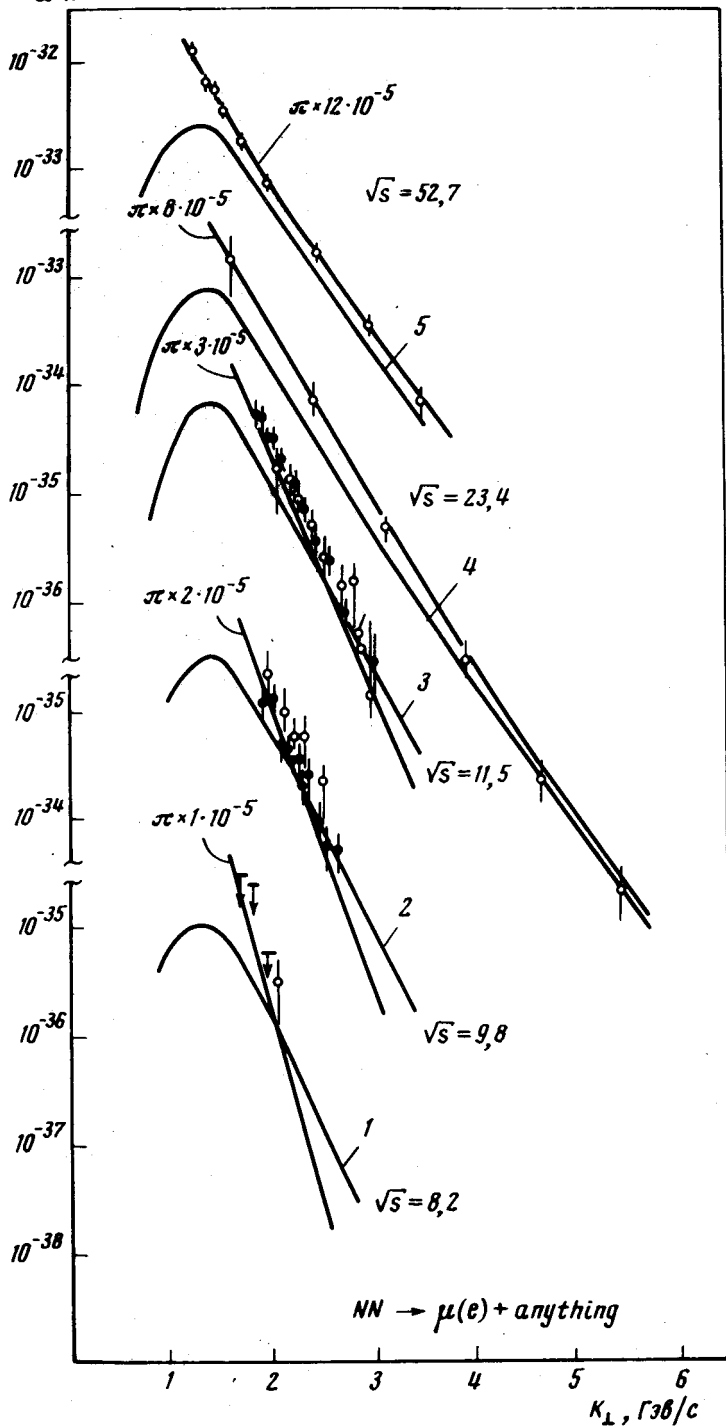


Рис. 2.  $\epsilon d\sigma/d^3k$  для лептонов, образующихся от распада  $\Psi \rightarrow l^+l^-$ . Энергии первичных протонов: 1 — 35 Гэв, 2 — 50 Гэв, 3 — 70 Гэв, 4 — 300 Гэв, 5 — 1500 Гэв

опыте [6], и варьируя зависимость от "продольных" переменных (нет данных о спектрах  $\rho^0$  и  $\omega$  по  $p_{||}$ ): типа (2) или вида  $\sqrt{1 - y^2/y_{max}^2}$ , где "y" – быстрота  $\rho^0$  ( $\omega$ )-мезона в ЦС, что не противоречит опытам при энергиях  $E = 12$  и  $24$  Гэв [11], мы определили верхнюю границу вклада  $\rho^0$  ( $\omega$ ) в инвариантное сечение образования лептонов в процессе (1) с

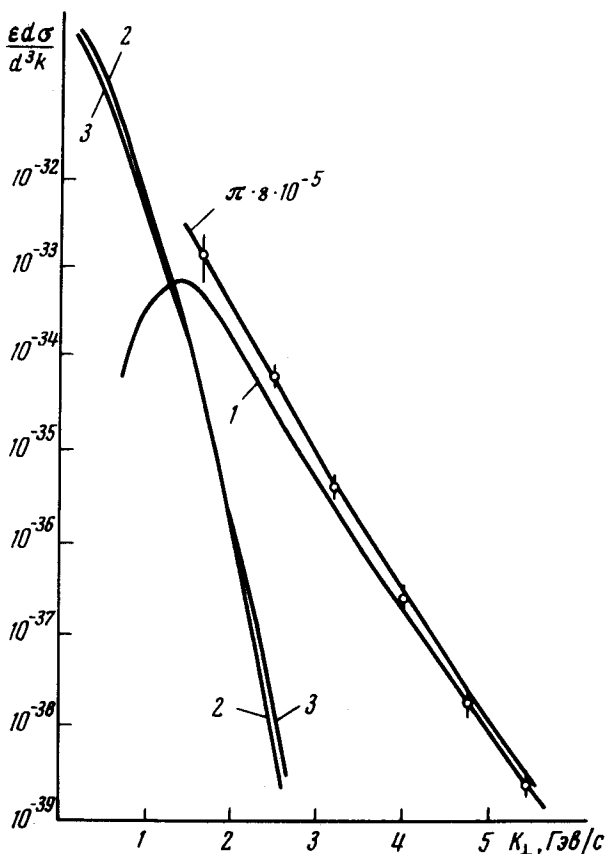


Рис. 3. Инвариантное дифференциальное сечение образования лептонов под углами  $\theta^* \sim 90^\circ$  в СЦИ при  $E_p = 300$  Гэв как функция их поперечного импульса  $k_{\perp}$ . Лептоны от распадов: 1 –  $\Psi \rightarrow l^+l^-$ ; 2 –  $\rho^0(\omega) \rightarrow l^+l^-$ ,  $x_E$ -зависимость спектров  $\rho^0(\omega)$ ; 3 –  $\rho^0(\omega) \rightarrow l^+l^-$ , "y"-зависимость спектров  $\rho^0(\omega)$

большими  $k_{\perp}$  и углами вылета  $\theta^* \sim 90^\circ$ . Результаты вычислений приводятся на рис. 3 для энергии  $E = 300$  Гэв. Из рис. 3 видно, что в области  $k_{\perp} \geq 1,5$  Гэв/с вклад от  $\rho^0$  ( $\omega$ )-мезонов существенно (на  $1,5 + 2$  порядка) меньше вклада от  $\Psi$  (3105) – мезона. Подавленность вклада этих мезонов в выход "прямых" лептонов, помимо весьма малой величины их относительной вероятности распадов по каналу  $l^+l^-$ , объясняется также чисто кинематическим эффектом сдвига максимума распределения по  $k_{\perp}$  лептонов от распада  $\rho^0$  ( $\omega$ ) в сторону малых  $k_{\perp}$  на величину  $\Delta k_{\perp} = (m_{\Psi} - m_{\rho/\omega})/2$  [12].

Таким образом, можно сделать заключение о том, что вклад распадов  $\Psi(3105) \rightarrow l^+l^-$  в выход "прямых" лептонов является значительным в области  $k_{\perp} \gtrsim 1,5 \text{ Гэв/с}$ . Оценить вклад других тяжелых мезонов таких, как  $\Psi(3695)$ , в настоящее время не представляется возможным из-за отсутствия необходимых количественных данных о сечениях их образования.

Авторы благодарны Р.М.Суляеву, Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окуню, Л.Г.Ландсбергу, С.С.Герштейну за полезные обсуждения и поддержку в работе.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию  
12 августа 1975 г.

### Литература

- [1] G.V.Bondarenko et al. Proc. of the XVI Int. Conf. on High Energy Phys., V2, 329, 1973; В.В.Абрамов и др., препринт ИФВЭ, СЭФ 74-83, Серпухов, 1974; Б.А.Долгошеин. "Образование лептонов в адрон-адронных взаимодействиях". Труды 8 школы по физике элементарных частиц, Ереван, 1975.
- [2] I.P.Boymond et al. Phys. Rev. Lett., 33, 112, 1974.
- [3] J.A.Appeal et al. Phys. Rev. Lett., 33, 722, 1974.
- [4] F.W.Büsser et al. High Transverse Momentum Electrons at the CERN ISR, report on Int. Conf. on High Energy Phys., Palermo, 23 - 28 June, 1975; Phys. Lett., 53B, 212, 1974.
- [5] S.DoDrell, T.M.Yan. Phys. Rev. Lett., 25, 316, 1970; Ю.А.Голубков и др., ЯФ, 18, 393, 1973; G.B.Farrar. Nucl. Phys., B77, 429, 1974; M.Einhorn. R.Savit. Phys. Rev., D10, 2785, 1974.
- [6] В.Кнапп et al. Preprint FNAL, 1975.
- [7] F.W.Büsser et al., Observation of J(3,1) production in proton-proton collisions at the CERN ISR, report on Int. Conf. on High Energy Phys., Palermo, 23 - 28 June, 1975.
- [8] I.I.Aubert et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404, 1974.
- [9] V.V.Anisovich, V.M.Shekhter. Nucl. Phys., B55, 455, 1973.
- [10] M.Anttinucci et al. Nuovo Cim., Lett., 6, 121, 1973.
- [11] V.Globel et al. Phys. Lett., 48B, 73, 1974.
- [12] Ю.А.Голубков, А.А.Иванилов, Ю.П.Никитин, Р.В.Рожнов. Письма в ЖЭТФ, 17, 158, 1973.