

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ В pp -СОУДАРЕНИЯХ В ОБЛАСТИ НАЧАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ 1345–1536 МэВ/с

© 2022 г. В. В. Саранцев^{1)*}, С. Г. Шерман¹⁾, А. В. Саранцев¹⁾

Поступила в редакцию 27.09.2021 г.; после доработки 27.10.2021 г.; принята к публикации 29.10.2021 г.

Представлены дифференциальные сечения реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$, полученные при пяти импульсах налетающего протона 1345, 1393, 1439, 1486 и 1536 МэВ/с. Измерения выполнены на пузырьковой камере, наполненной водородом. Угловые и массовые распределения в двухчастичных каналах сравниваются с предсказаниями модели однопионного обмена и анализируются в рамках парциально-волнового анализа с целью определения вкладов различных парциальных волн в процесс рождения пионов в исследуемой энергетической области.

DOI: 10.31857/S0044002722020076

1. ВВЕДЕНИЕ

Нуклон-нуклонное взаимодействие является одним из важных процессов в адронной физике частиц. Одинокое же рождение пионов в NN -столкновениях является основным неупругим процессом при энергиях в области 1 ГэВ. Его исследование как экспериментальное, так и теоретическое ставит целью установление связи адронной физики с QCD как фундаментальной теории. Несмотря на наличие многих экспериментов [1–8], уже выполненных в этой области, все еще остается вопрос о вкладе в эти процессы изоскалярных ($T = 0$) парциальных волн в неупругих нейтрон-протонных столкновениях. Для определения изоскалярного вклада необходимо знать изовекторную часть, которая довольно хорошо может быть определена из данных по рождению пионов в pp -столкновениях. Настоящее исследование является заключительным этапом в цикле работ по анализу данных по нуклон-нуклонному столкновению с рождением пиона, измеренных на синхротроне ПИЯФ [1–3]. К базе данных, полученных в этих работах, а также в работе [4], мы добавили данные по $pp \rightarrow pn\pi^+$ -реакции, полученные при пяти импульсах налетающего протона в области кинетической энергии ниже 1 ГэВ. Как и в предыдущих анализах, мы сравнили эти данные с предсказаниями модели однопионного обмена (ОПЕ) и провели парциально-волновой анализ для определения вкладов парциальных волн.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОТБОР ДАННЫХ

Эксперимент был выполнен на синхротроне ПИЯФ с использованием 35-см пузырьковой камеры, находящейся в магнитном поле 14.8 кГс. Уменьшение энергии первичного выведенного 1 ГэВ протонного пучка достигалось с помощью медного поглотителя соответствующей толщины. Пучок протонов после поглотителя формировался тремя поворотными магнитами и восемью квадрупольными линзами. Величина импульса устанавливалась по токам в поворотных магнитах в соответствии с калибровкой нитью с током. Кроме того, начальный импульс проверялся по измерениям кривизны треков и последующей кинематике событий упругого pp -рассеяния. Точность определения импульса падающих на камеру протонов была ± 2 МэВ/с. Среднеквадратичный разброс импульса пучка составлял 4–5%. Примесь в падающем пучке более тяжелых частиц (d , t , He) определялась по времени пролета и оказалась пренебрежимо малой.

Всего было получено около 200000 стереофотографий, плотность облучения составляла в среднем 12–15 треков на кадр. Так как первоначальной целью эксперимента являлось изучение процесса

Таблица 1. Значения импульсов налетающих протонов и число событий реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ при каждом импульсе

Импульс пучка, МэВ/с	1536	1486	1439	1393	1345
Число событий	3527	2589	2541	2624	2070

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

*E-mail: sarantsev_vv@npni.nrcki.ru

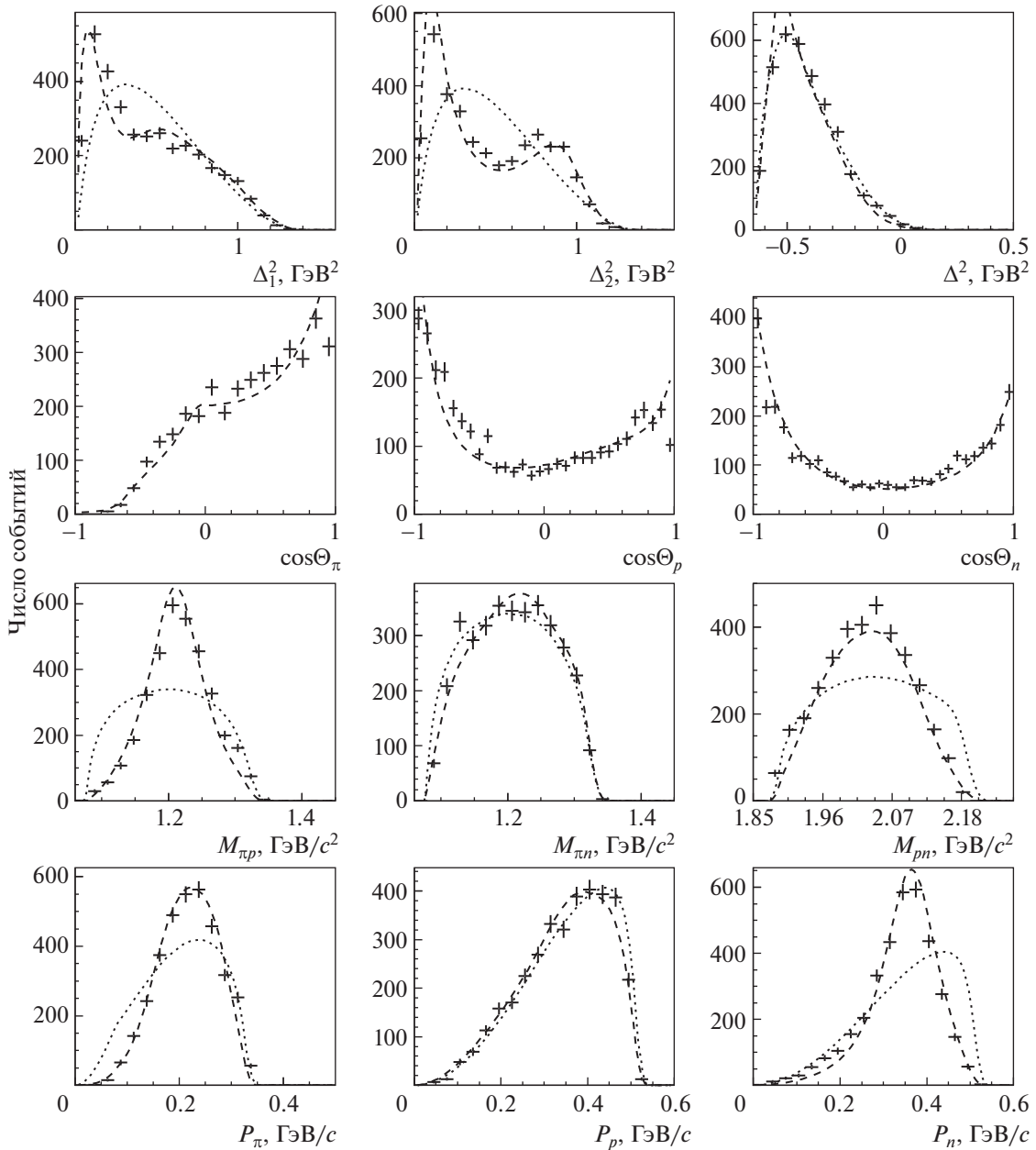


Рис. 1. Первая строка — распределения по импульсу передачи от мишени конечным нуклонам (протону, нейтрону) и от налетающего протона пиону для событий реакции $pp \rightarrow rp\pi^+$ в лабораторной системе координат, вторая — по углам частиц в системе центра масс, третья — по эффективным массам и четвертая — по импульсам частиц в с.ц.м. для налетающего импульса протона 1536 МэВ/с. Кресты — эксперимент. Кривые: штриховая — результаты расчета по ОРЕ, точечная — фазовый объем.

рождения π^0 -мезонов, в просмотре отбирались события с углами треков в плоскости снимка, направленными в переднюю область с углом рассеяния, меньшим 60° (кинематика событий реакции $pp \rightarrow rp\pi^0$). Эффективность двойного просмотра составляла 99%. Отобранные события могли принадлежать следующим реакциям:

$$pp \rightarrow pp, \tag{1}$$

$$pp \rightarrow rp\pi^+, \tag{2}$$

$$pp \rightarrow rp\pi^0, \tag{3}$$

$$pp \rightarrow rp\pi^+\pi^0, \tag{4}$$

$$pp \rightarrow d\pi^+, \tag{5}$$

$$pp \rightarrow d\pi^+\pi^0. \tag{6}$$

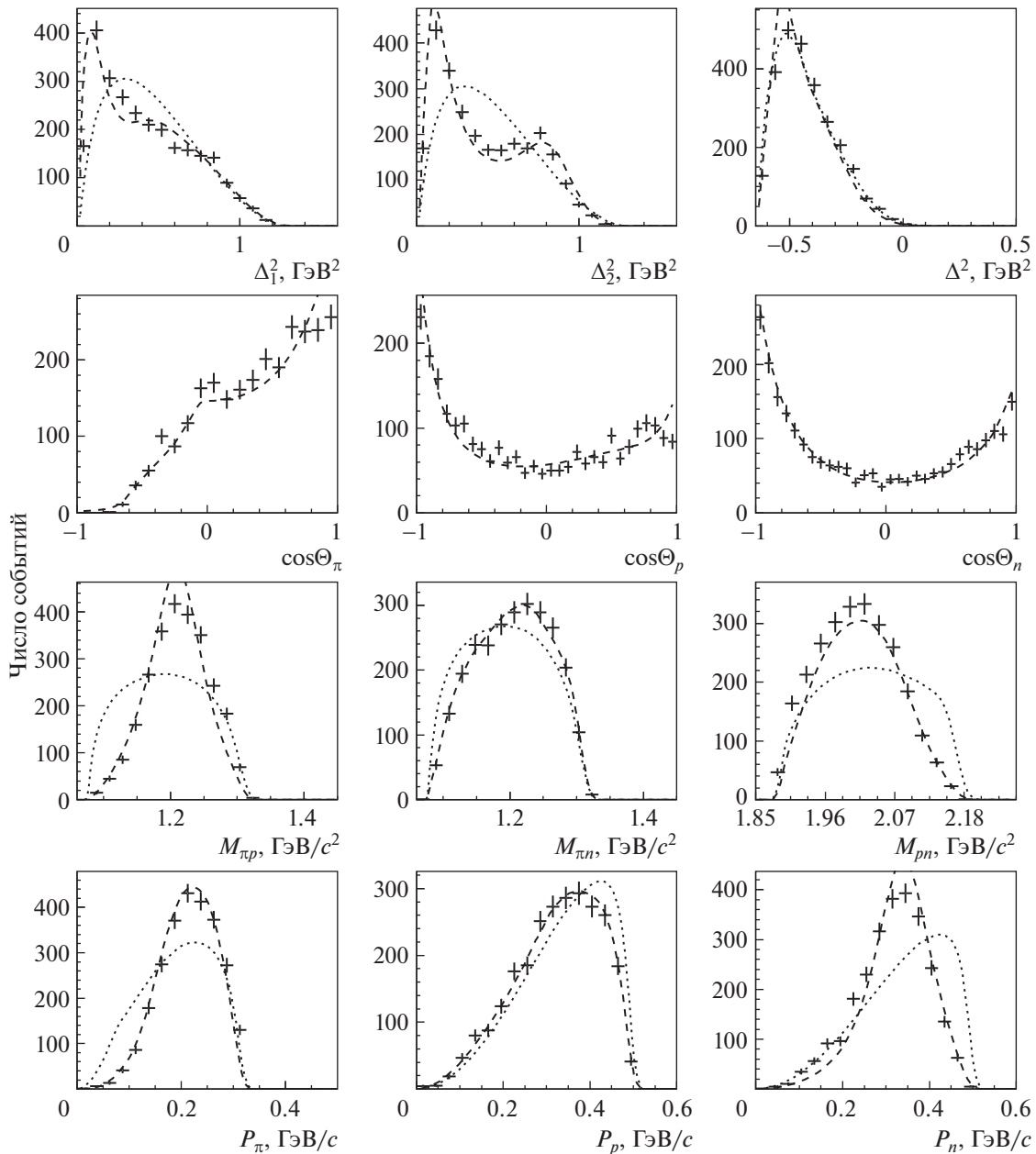


Рис. 2. Те же распределения для налетающего импульса протона 1486 МэВ/с. Кресты — эксперимент. Обозначения кривых те же, что на рис. 1.

Все события, находящиеся в полезном объеме камеры и пригодные для измерений, измерялись на полуавтоматических устройствах по обработке снимков (ПУОС) [9]. Идентификация каналов реакций основывалась на использовании величин χ^2 для каждого конкретного события на 1%-ном доверительном уровне. Если значения χ^2 для двух гипотез попадали в доверительный интервал, то для идентификации положительной частицы привлекалась визуальная ионизация (оценка плотности ионизации трека и сопоставление ее с измеренным импульсом трековой частицы), которая позволя-

ла принять окончательное решение относительно физической гипотезы события. В табл. 1 приведены значения налетающих на камеру импульсов протонов и число событий реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ при каждом импульсе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И СРАВНЕНИЕ С ОРЕ

На рис. 1–5 представлены экспериментальные распределения по квадрату импульса передачи конечным частицам, по углам конечных частиц реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ в системе центра масс (сцм),

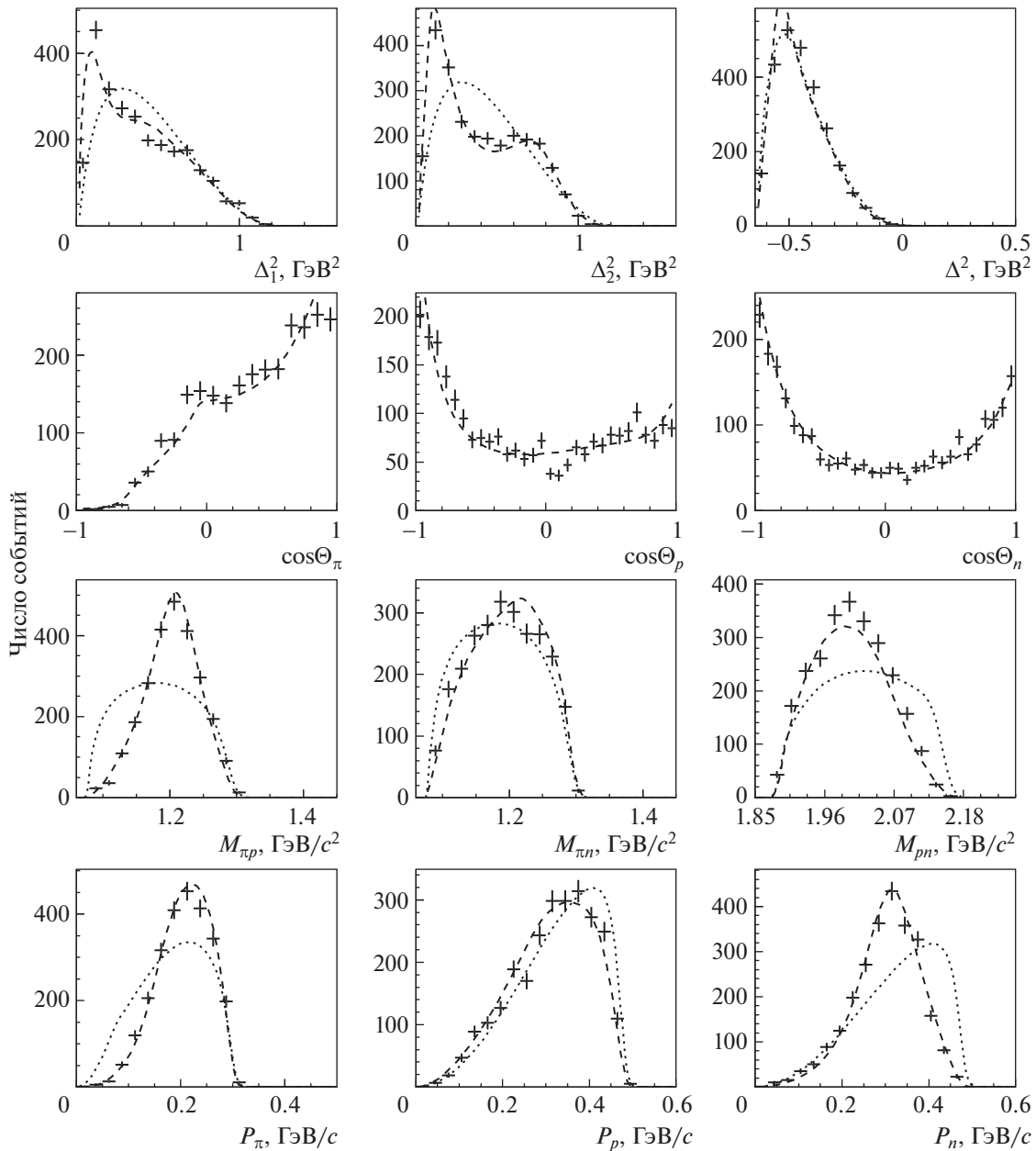


Рис. 3. Те же распределения для налетающего импульса протона 1439 МэВ/с. Кресты — эксперимент. Обозначения кривых те же, что на рис. 1.

а также массовые и импульсные спектры в сцм при пяти налетающих импульсах протона. Следует отметить, что угловое распределение пионов показывает недостаток пионов в задней полусфере в отличие от симметричного распределения при более высоких энергиях [1, 2], что отражает наше экспериментальное ограничение на отбор событий с треками, направленными в переднюю полусферу. Экспериментальные данные приведены в сравнении с результатами расчета по ОРЕ [10–12] (штриховые кривые), которые учитывают полюсные диаграммы с π^+ - и π^0 -обменом. Точечными кривы-

ми показаны распределения частиц, определяемые фазовым объемом. Распределения по импульсу передачи характерны для одномезонного обмена, что оправдывает сравнение с ним наших данных. Вычисления по модели ОРЕ нормированы к числу экспериментальных данных. Можно видеть, что ОРЕ-модель описывает хорошо распределения по импульсам передачи и может быть применена ко всем остальным распределениям. Следует заметить, что в этой модели промежуточное состояние амплитуды πN -рассеяния ограничивается только P_{33} волной в предположении лидирующей роли

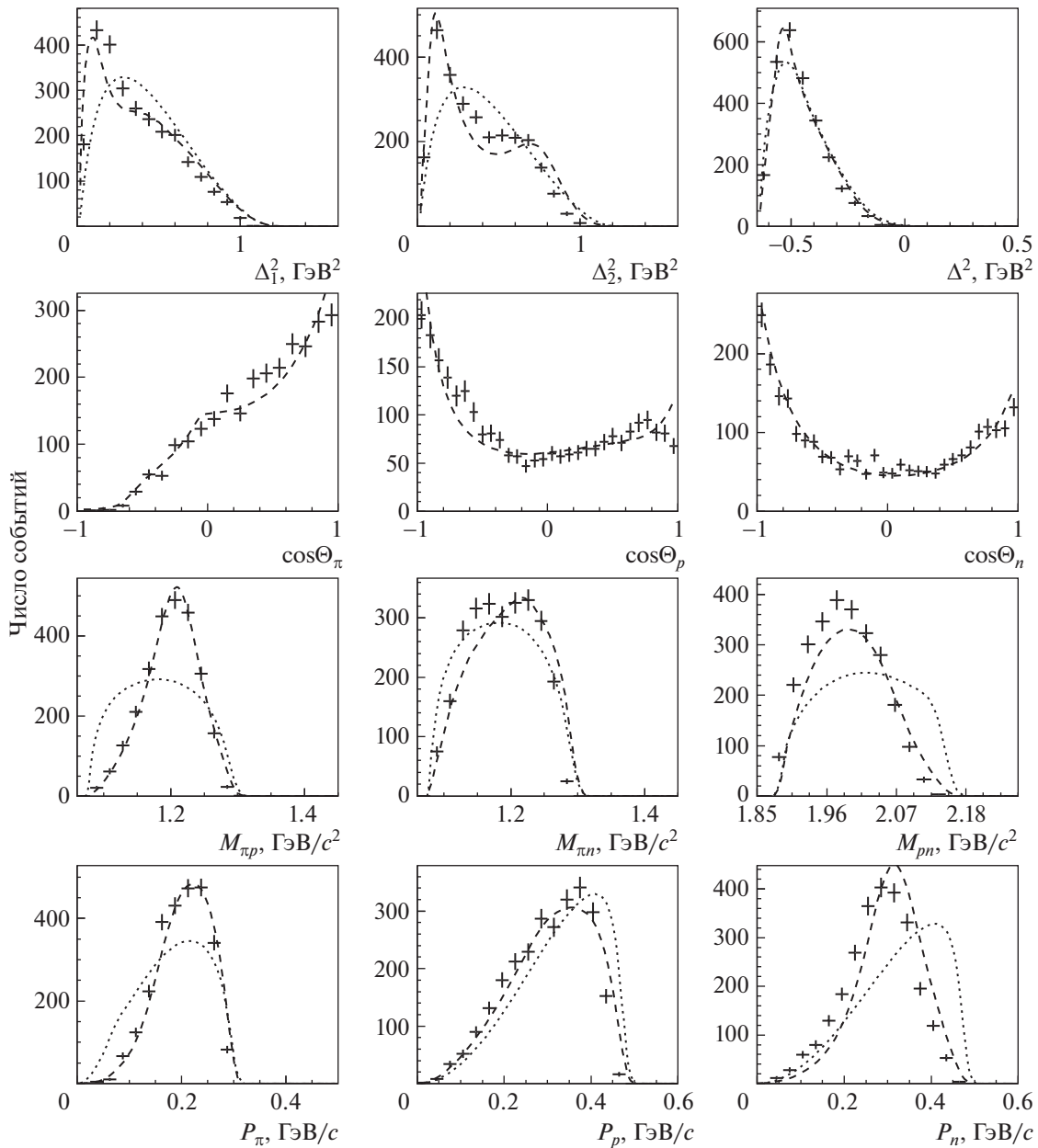


Рис. 4. Те же распределения для налетающего импульса протона 1393 МэВ/с. Кресты — эксперимент. Обозначения кривых те же, что на рис. 1.

Δ_{33} -резонанса. Как можно видеть из рисунков, модель ОРЕ тем не менее хорошо описывает экспериментальные данные.

4. ФОРМАЛИЗМ И РЕЗУЛЬТАТЫ ПАРЦИАЛЬНО-ВОЛНОВОГО АНАЛИЗА

Парциально-волновой анализ этих данных был выполнен в рамках формализма, который описан в деталях в работах [13–15]. Это полностью ковариантный формализм, основанный на разложении полной амплитуды рассеяния на парциальные амплитуды с фиксированными спин-орбитальными

характеристиками начальных, промежуточных и конечных состояний. Поэтому естественно использовать спектроскопические обозначения $^{2S+1}L_J$ для двухчастичных парциальных волн с внутренним спином S , орбитальным моментом L и полным спином J .

Полная амплитуда может быть написана как сумма парциально-волновых амплитуд [13]:

$$A = \sum_{\alpha} A_{tr}^{\alpha}(s) Q_{\mu_1 \dots \mu_J}^{in}(SLJ) \times \quad (7)$$

$$\times A_{2body}^{S_2, L_2, J_2}(s_i) Q_{\mu_1 \dots \mu_J}^{in}(i, S_2 L_2 J_2 S' L' J),$$

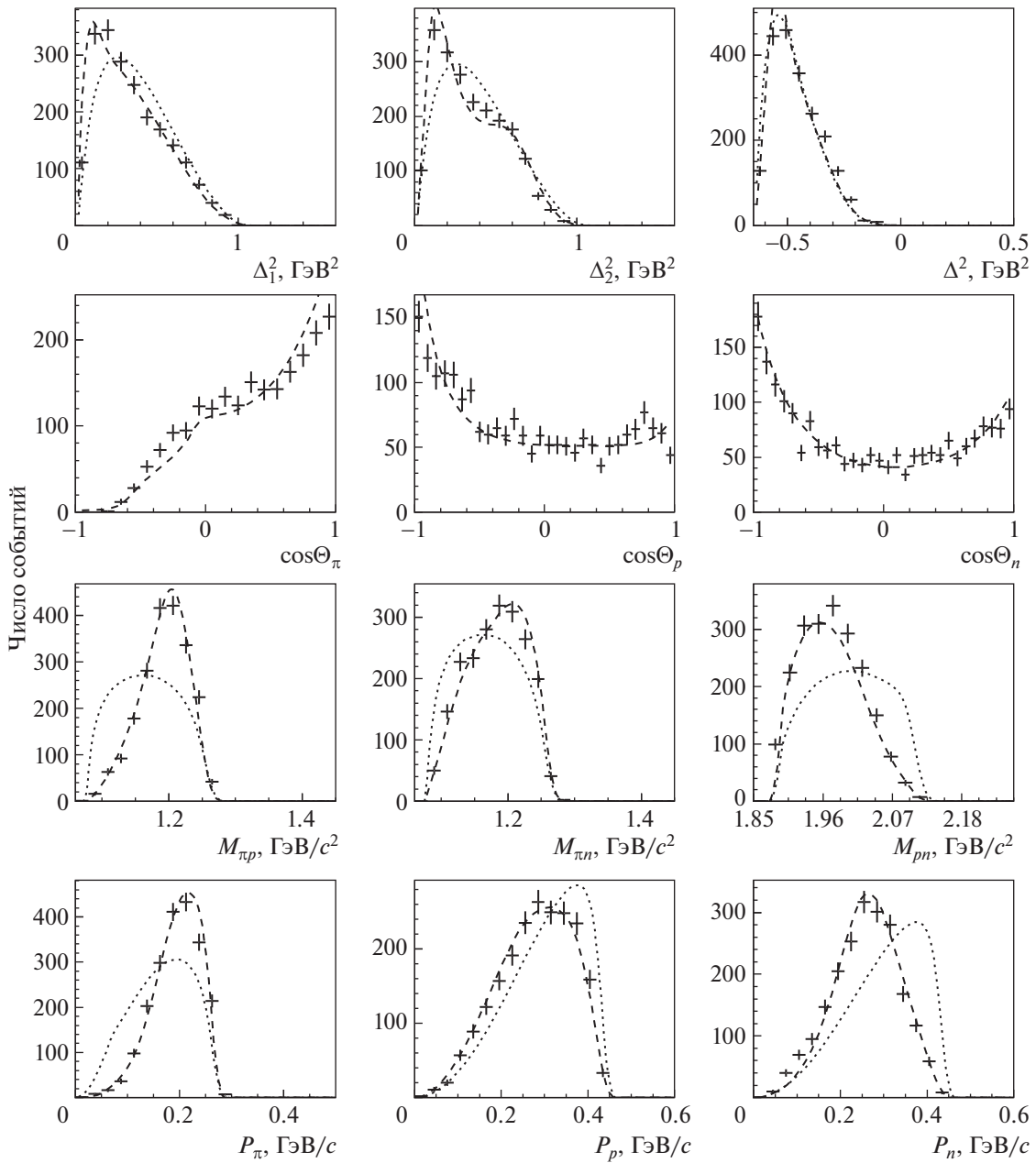


Рис. 5. Те же распределения для налетающего импульса протона 1345 МэВ/с. Кресты — эксперимент. Обозначения кривых те же, что на рис. 1.

где Q являются операторами спин-орбитального разложения начальных и конечных состояний [14], A_{tr}^α есть амплитуда перехода и $A_{2body}^{S_2, L_2, J_2}$ описывает процесс перерасеяния в конечном двухчастичном канале. Энергетическая зависимость парциально-волновых амплитуд между начальными и конечными состояниями берется в следующей форме:

$$A_{tr}^\alpha(s) = \frac{a_1^\alpha + a_3^\alpha \sqrt{s}}{s - a_4^\alpha} e^{ia_2^\alpha}. \quad (8)$$

Здесь индекс α описывает все квантовые числа парциальной волны, s есть квадрат инвариант-

ной энергии начальной NN -системы и a_i^α являются вещественными параметрами. Параметры a_4^α определяют полюсные сингулярности, расположенные в области левосторонних сингулярностей парциально-волновых амплитуд и a_2^α вводит фазы, которые определяются перерасеянием трех конечных частиц. Чтобы подавить вклады амплитуд при высоких относительных импульсах, мы ввели Blatt–Weisskopf-формфакторы. Таким образом, энергетически зависящая часть парциально-волновых амплитуд с рождением резонансов, например, в двухчастичной системе 12 (например, πp)

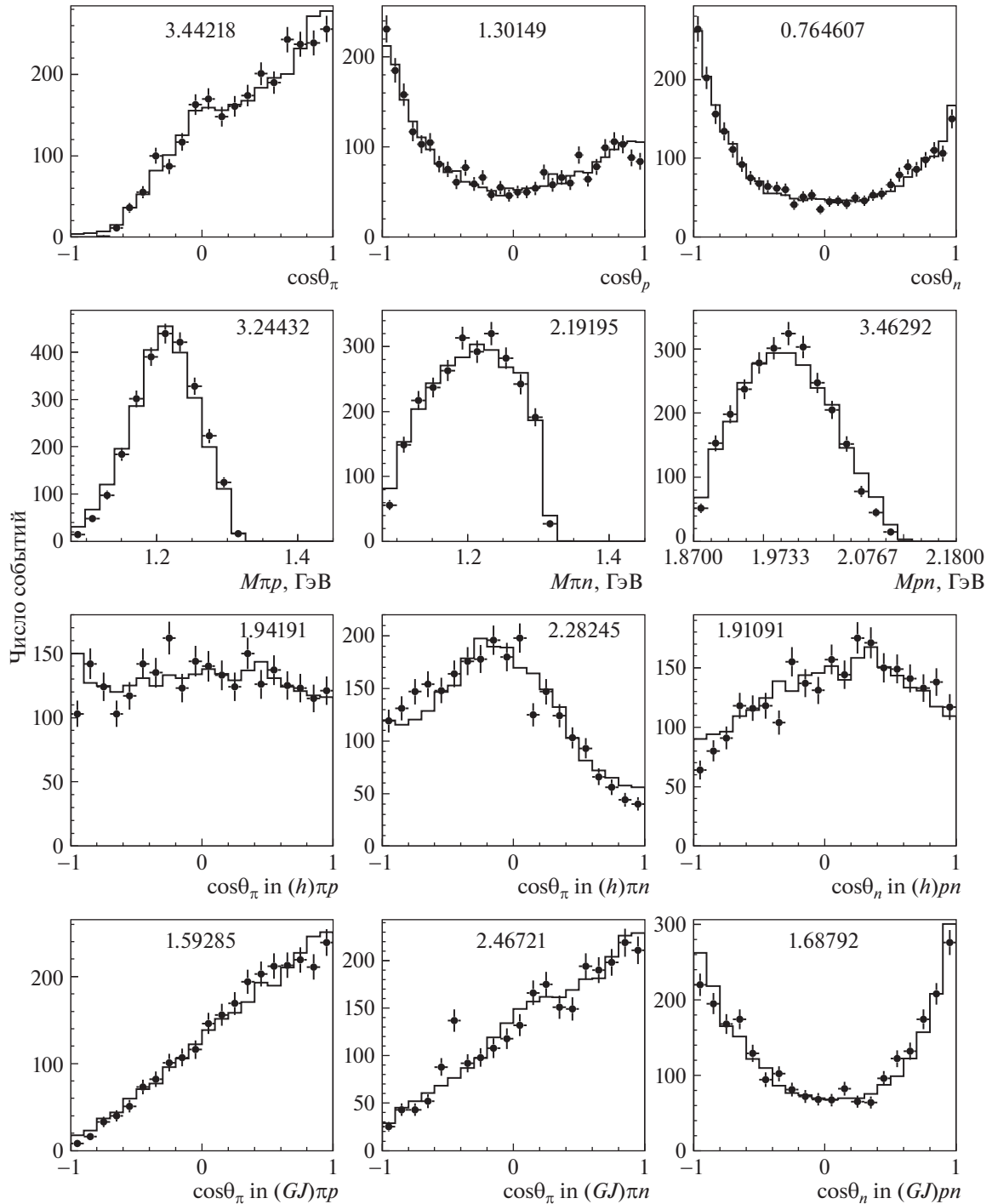


Рис. 6. Результаты парциально-волнового анализа в рамках событийного метода правдоподобия в сравнении с некоторыми экспериментальными распределениями для импульса пучка 1486 МэВ/с. Точки с ошибками — экспериментальные данные, гистограмма — результаты парциально-волнового анализа. Первая строка — угловые распределения частиц в с.м, вторая — массовые распределения, третья и четвертая — угловые распределения частиц в helicity- и Gottfrid–Jackson-системах. Цифры вверху каждого квадрата соответствуют значениям χ^2 на степень свободы для описания данного распределения решением, полученным в парциально-волновом анализе данных.

и спекторной частицы $3(n)$ имеет форму

$$A' = \frac{A_{\text{tr}}^\alpha A_{2\text{body}}^{S_2, L_2, J_2}(s_{12}) q^L k_3^{L'}}{\sqrt{F(q^2, L, R) F(k_3^2, L', r_3)}}, \quad (9)$$

где q есть импульс налетающего протона и k_3 есть импульс спекторной частицы, оба вычисляются в с.м реакции. Точная форма Blatt–Weisskopf-

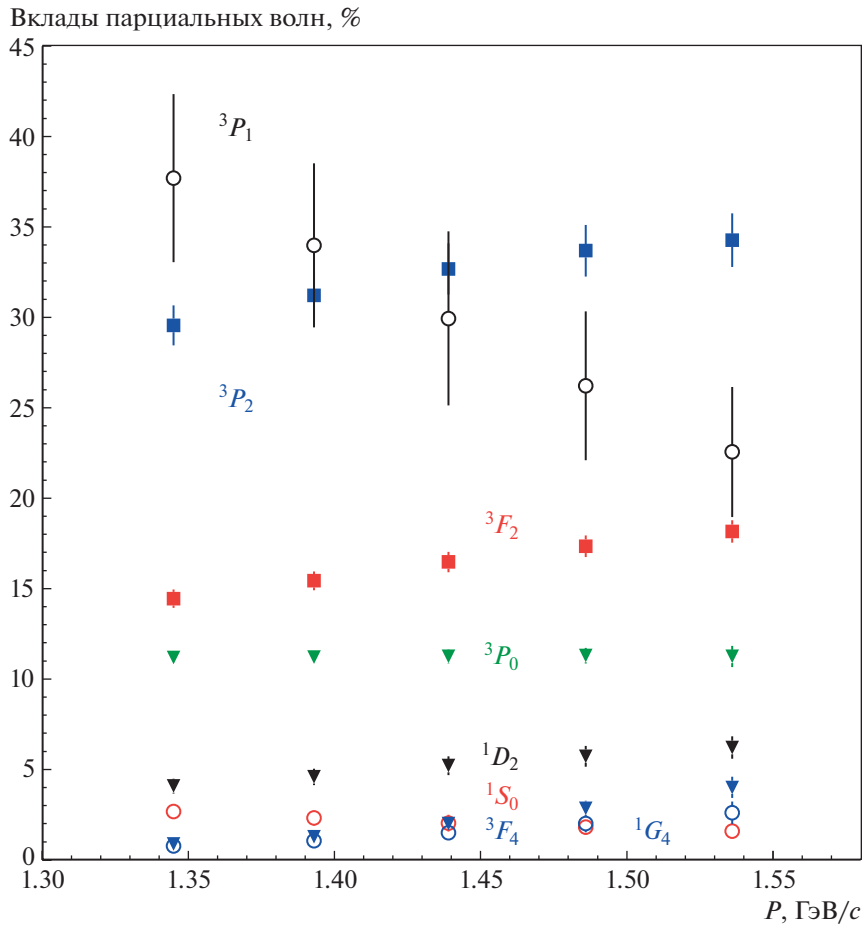


Рис. 7. Вклады (в процентах) наиболее важных изовекторных волн в $pp \rightarrow pn\pi^+$ -реакцию.

формфактора $F(k^2, L, R)$ может быть найдена, например, в [14]. Можно было бы ожидать, что эффективный радиус начальной протон-протонной системы R должен меняться между 1–4 фм. Однако вследствие относительно большого расстояния от pp -порога тяжело ожидать, что это значение может быть определено с хорошей точностью в настоящем анализе. В действительности мы не наблюдаем какой-либо чувствительности к этому параметру и фиксируем его при 1.2 фм. Очень похожий результат наблюдался для r_3 . Таким образом, для наших конечных фитов мы также фиксировали этот параметр при 1.2 фм.

Для описания энергетической зависимости в πN -системе мы вводили два резонанса $\Delta(1232)\frac{3^+}{2}$ и Roper $N(1440)\frac{1^+}{2}$. Эти резонансные вклады параметризуются как релятивистские брейт-вингеровские амплитуды:

$$A_{2\text{body}}^{S_2, L_2, J_2}(s_{12}) = \frac{k_{12}^{L_2}}{\sqrt{F(k_{12}^2, L_2, r_{12})}} \times \quad (10)$$

$$\times \frac{1}{M_R^2 - s_{12} - iM_R\Gamma},$$

$$\Gamma = \Gamma_R \frac{M_R k_{12}^{2L_2+1} F(k_R^2, L_2, r_{12})}{\sqrt{s_{12}} k_R^{2L_2+1} F(k_{12}^2, L_2, r_{12})}.$$

Здесь s_{12} — квадрат инвариантной энергии в канале 12, k_{12} — относительный импульс частиц 1 и 2 в их системе покоя, r_{12} — эффективный радиус. Относительный импульс в резонансном распаде k_R вычисляется при резонансной массе M_R . Для $\Delta(1232)$ мы используем M_R и Γ_R , взятые из PDG [16] с $r_{12} = 0.8$ фм. Roper-состояние было параметризовано, используя константы связи, найденные в анализе [14], где распады этого состояния в πN , $\Delta\pi$ и $N(\pi\pi)_{S\text{-wave}}$ были определены.

Для описания конечного NN -взаимодействия мы использовали следующую параметризацию:

$$A_{2\text{body}}^{S_2, L_2, J_2}(s_{23}) = \quad (11)$$

$$= \frac{\sqrt{s_{23}}}{1 - \frac{1}{2}r_{23}^\beta k_{23}^2 a^\beta + ik_{23} a^\beta \frac{k_{23}^{2L_2}}{F(k_{23}, r_{23}^\beta, L_2)}}.$$

Для s -волн это совпадает с формулой приближения длины рассеяния, предложенной в [17, 18]. Таким образом, параметр a^β может рассматриваться как NN -длина рассеяния и r^β как эффективный радиус NN -системы. pn -длина рассеяния и эффективный радиус были зафиксированы для S -волн при $a(^1S_0) = -23.7$ фм, $r(^1S_0) = 2.8$ фм и $a(^3S_1) = 5.3$ фм, $r(^3S_1) = 1.8$ фм.

Совместный фит измеренных данных с данными, полученными при более высоких импульсах (1581, 1628 и 1683 МэВ/с) с рождением π^0 - и π^+ -мезонов [1–3] и [4], позволил более точно определить вклады парциальных волн с орбитальными моментами $L \geq 3$. При анализе только низкоэнергетических данных вклад этих волн приводил к нестабильности решения, в частности, к потере сходимости процедуры оптимизации параметров и, следовательно, к большим статистическим ошибкам в определении вкладов парциальных амплитуд. В совместном фите статистические ошибки, рассчитанные стандартным образом на базе коррелятора ошибок программы минимизации параметров, оказались существенно меньше систематических ошибок, связанных с введением (или подавлением) парциальных волн, которые вносили вклад менее 1% в описание сечений. На рис. 6 представлены результаты фита данных, измеренных при начальном импульсе протона 1486 МэВ/с. Парциально-волновой анализ (гистограммы) удовлетворительно описывает экспериментальные данные (точки). Описание данных при других импульсах налетающего протона качественно очень близки к описанию данных, показанных на рис. 6. Одной из главных задач данного парциально-волнового анализа было определение вклада различных парциальных амплитуд в сечение однопионного рождения. Вклады изовекторных амплитуд в реакцию $pp \rightarrow pn\pi^+$ в зависимости от налетающего пучка показаны на рис. 7. Как уже упоминалось, ошибки являются главным образом систематическими и связанными со слабо контролируемым вкладом малых парциальных амплитуд.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы провели сравнение новых экспериментальных данных по рождению положительных пионов в pp -столкновениях с расчетами по модели ОРЕ. Расчеты качественно согласуются с экспериментальными данными при всех налетающих импульсах протона. Проведенный парциально-волновой анализ позволил определить вклады в процесс рождения π -мезонов основных парциальных волн в области энергий ниже 1 ГэВ.

В заключение мы хотели бы выразить признательность команде пузырьковой камеры и лаборантам, которые выполнили просмотр снимков и измерение событий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. N. Ermakov, V. I. Medvedev, V. A. Nikonov, O. V. Rogachevsky, A. V. Sarantsev, V. V. Sarantsev, and S. G. Sherman, *Eur. Phys. J. A* **47**, 159 (2011).
2. K. N. Ermakov, V. I. Medvedev, V. A. Nikonov, O. V. Rogachevsky, A. V. Sarantsev, V. V. Sarantsev, and S. G. Sherman, *Eur. Phys. J. A* **50**, 98 (2014).
3. K. N. Ermakov, V. A. Nikonov, O. V. Rogachevsky, A. V. Sarantsev, V. V. Sarantsev, and S. G. Sherman, *Eur. Phys. J. A* **53**, 122 (2017).
4. COSY-TOF Collab. (S. A. El-Samad *et al.*), *Eur. Phys. J. A* **30**, 443 (2006).
5. WASA-at-COSY Collab. (P. Adlarson *et al.*), *Phys. Lett. B* **774**, 599 (2017).
6. T. Liu *et al.* (for the HADES Collab.), arXiv:0909.3399v1 [nucl-ex].
7. B. J. VerWest and R. A. Arndt, *Phys. Rev.* **25**, 1979 (1982).
8. J. Bystricky and F. Lehar, *Nucleon-Nucleon Scattering Data Nr. 11-1* (Fachinformationszentrum, Karlsruhe, 1978).
9. N. N. Govorun, V. D. Inkin, Ju. A. Karzhavin, M. G. Meshcheriakov, V. I. Moroz, R. Pose, V. N. Shigaev, and V. N. Shkundenkov, in *Proceedings of the International Conference on Data Handling Systems in High-Energy Physics* (Cavendish Laboratory, Cambridge, 1970), CERN 70-21 (Geneva, 1970), p. 753.
10. E. Ferrary and F. Selleri, *Nouvo Cimento* **27**, 1450 (1963).
11. F. Selleri, *Nouvo Cimento A* **40**, 236 (1965).
12. V. K. Suslenko and I. I. Gaisak, *Yad. Fiz.* **43**, 392 (1986).
13. A. V. Anisovich, E. Klempt, A. V. Sarantsev, and U. Thoma, *Eur. Phys. J. A* **24**, 111 (2005).
14. A. V. Anisovich and A. V. Sarantsev, *Eur. Phys. J.* **30**, 427 (2006).
15. A. V. Anisovich, V. V. Anisovich, E. Klempt, V. A. Nikonov, and A. V. Sarantsev, *Eur. Phys. J. A* **34**, 129 (2007).
16. P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020**, 083C01 (2020).
17. K. M. Watson, *Phys. Rev.* **88**, 1163 (1952).
18. A. B. Migdal, *Sov. Phys. JETP* **1**, 2 (1955).

STUDY OF THE PROCESS OF THE POSITIVE PION PRODUCTION IN THE pp COLLISIONS AT BEAM MOMENTA AT THE REGION OF 1345–1536 MeV/ c

V. V. Sarantsev¹⁾, S. G. Sherman¹⁾, A. V. Sarantsev¹⁾

¹⁾*National Research Centre “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina 188300, Russia*

The differential cross sections of the final particles from the $pp \rightarrow pp\pi^+$ reaction measured at the 1345, 1393, 1439, 1486 and 1536 MeV/ c of beam momenta in the bubble chamber filled by hydrogen are presented. The spectra are compared with the predictions of the one-pion-exchange model and analyzed in the framework of the partial wave analysis. The analysis allowed us to define contributions from the different partial waves to the production reaction in the energy region investigated.