

## УПРУГОЕ $np \rightarrow np(pn)$ -РАССЕЯНИЕ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Ю. А. Троян, М. Х. Аникина, А. В. Беляев,  
А. П. Иерусалимов, А. Ю. Троян<sup>1</sup>

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Реакция упругого  $np \rightarrow np(pn)$ -рассеяния изучалась при импульсах налетающих квазимонохроматических нейтронов  $P_0 = 1,43; 2,23$  и  $5,20$  ГэВ/с. Анализируются экспериментальные дифференциальные сечения процессов упругого  $np$ -рассеяния как без перезарядки ( $\cos \theta_p^* < 0$ ), так и с перезарядкой ( $\cos \theta_p^* > 0$ ). Проведено сравнение полученных результатов с данными других экспериментов.

Предложена полюсная модель, учитывающая обмен заряженными и нейтральными бозонами ( $\pi$ - и  $\rho$ -мезонами) и дополнительно включающая периферический обменный механизм. Модель хорошо описывает характеристики упругого  $np$ -рассеяния в диапазоне энергий 1–10 ГэВ.

The study of the elastic  $np \rightarrow np(pn)$  scattering was carried out at the momenta of incident quasimonochromatic neutrons  $P_0 = 1.43, 2.23$  and  $5.20$  GeV/c. The differential cross-sections of the processes of elastic  $np$ -scattering, both without ( $\cos \theta_p^* < 0$ ) and with charge-exchange ( $\cos \theta_p^* > 0$ ) of nucleons, are analyzed. The obtained results are compared with the data of other experiments.

The suggested pole model includes exchange by  $\pi$ -meson,  $\rho$ -meson and in addition allows for the peripheral exchange mechanism. This model permits one to get a good description of the data of elastic  $np$ -scattering at the energy region 1–10 GeV.

PACS: 13.75.Cs

### ВВЕДЕНИЕ

Исследованию процессов упругого  $np$ -рассеяния посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ [1–7 и ссылки в них]. В работах приведены как экспериментальные данные в виде таблиц дифференциальных сечений упругого рассеяния в зависимости от разных кинематических переменных, так и сравнение с существующими моделями. Амплитуды обменных процессов упругого рассеяния могут быть представлены разными способами. Один из подходов к проблеме состоит в том, чтобы рассматривать возникновение сил между нуклонами как результат обмена заряженными или нейтральными виртуальными мезонами.

---

<sup>1</sup>E-mail: atroyan@jinr.ru

Попытка описать процесс упругого  $np$ -рассеяния обменом одним пионом была удовлетворительной лишь при начальных энергиях до 100 МэВ, когда дифференциальное сечение от косинуса угла рассеяния в с. ц. м. симметрично [7]. При больших энергиях в распределениях все более резко нарастает асимметрия, и модель однопионного обмена уже не описывает экспериментальные данные.

Упругое рассеяние без перезарядки при начальных энергиях, превышающих 10 ГэВ, и угле рассеяния, близком к нулю, принято представлять как процесс обмена помероном, имеющим квантовые числа вакуума. Однако при более низких энергиях и больших углах теоретики предлагают учитывать вклад других, более тяжелых мезонов [1]. Так, в работе [3] предлагается учитывать до пяти полюсов: обмен пионом,  $\rho$ -мезоном и другими, более тяжелыми мезонами.

В диапазоне энергий от 1 до 10 ГэВ экспериментального материала немного, и этот диапазон практически не рассматривается в обзорах.

В данной работе анализируются экспериментальные дифференциальные сечения процессов упругого  $np$ -рассеяния как без перезарядки ( $\cos \theta_p^* < 0$ ), так и с перезарядкой ( $\cos \theta_p^* > 0$ ) в реакции  $np \rightarrow np(pn)$  при начальных импульсах нейтронов  $P_0 = 1,43; 2,23$  и  $5,20$  ГэВ/с.  $\theta_p^*$  — угол вылета вторичного протона в с. ц. м. реакции.

На основе этого анализа предложена полюсная модель, учитывающая обмен заряженными и нейтральными бозонами ( $\pi$ - и  $\rho$ -мезонами) и дополнительно включающая периферический обменный механизм типа померонного обмена. Модель позволяет вычислять дифференциальные сечения упругого  $np$ -взаимодействия в зависимости от  $\sqrt{s}$  в диапазоне энергий  $\approx 1-10$  ГэВ, а также определять сечения и другие параметры упругого  $np$ -рассеяния.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

**1.1. Условия получения экспериментального материала.** ЛФВЭ ОИЯИ — единственная лаборатория, в которой есть данные  $np$ -взаимодействий при нескольких импульсах нейтронного пучка в интервале 1–5 ГэВ/с. Эти данные получены при облучении 1-м водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ (НВС) [8] пучками квазимонохроматических нейтронов. Нейтронный пучок образовывался при стриппинге ускоренных дейтронов на 1-см алюминиевой мишени, размещавшейся внутри вакуумной камеры синхрофазотрона ОИЯИ. Нейтроны вылетали из ускорителя под углом  $0^\circ$  к направлению пучка дейтронов. Нейтронный пучок проходил в магнитном поле ускорителя около 12 м, что позволяло очистить его от заряженных частиц. На расстоянии  $\sim 130$  м от алюминиевой мишени располагалась НВС, помещенная в магнитное поле напряженностью 1,7 Тл. Пучок нейтронов формировался коллиматорами и входил в камеру с параметрами  $\Delta P_n/P_n \sim 2,5\%$ ,  $\Delta \Omega_n = 10^{-7}$  ср без примесей заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов. Подробное описание нейтронного канала и условий облучения опубликовано в [9–11].

Параметры пучка нейтронов в каждом сеансе облучения определялись с использованием трех- и пятилучевых звезд, из которых выбирались события без нейтральных частиц. Процедура отбора описана в [9–11]. Определенные таким способом значения импульсов падающих нейтронов в дальнейшем использовались при выделении различных каналов реакций  $np$ -взаимодействий.

В нескольких сеансах облучения накоплено более 1,5 млн событий при разных импульсах падающих нейтронов. Точность измерения импульсов частиц в камере составила 2–3 %, углы измерялись с точностью 0,5°.

В результате величины квадратов переданных импульсов определяются с точностью 3–4 %.

С использованием процедуры, основанной на анализе величины  $\chi^2$  для каждого события, выделялись реакции без нейтральных частиц и с одной нейтральной частицей. Дополнительно использовалась визуальная оценка ионизации для идентификации треков положительно заряженных частиц, отбор событий по критерию  $\Delta P_0/P_0 \leq 3\%$ , где  $P_0$  — суммарный импульс всех заряженных частиц,  $\Delta P_0$  — ошибка суммарного импульса [9–13].

**1.2. Отбор событий упругого  $np$ -взаимодействия.** Однолучевые события при импульсах падающих нейтронов 1,43 и 2,23 ГэВ/с отбирались на всех имеющихся фотокадрах в эффективном объеме НВС.

На фотографиях, полученных при облучении с импульсом 5,20 ГэВ/с, при последовательном их просмотре тоже отбирались однолучевые звезды, возникающие во всем эффективном объеме НВС. После набора некоторой статистики и ее анализа было принято решение производить отбор только звезд, возникающих в угле 20° к направлению нейтронного пучка. В этом угле сосредоточены события, относящиеся к упругому взаимодействию с перезарядкой (реакция  $np \rightarrow pn$ ). Добавленная таким образом статистика позволила точнее определить параметры упругого взаимодействия с перезарядкой.

Реакция упругого взаимодействия выделялась методом  $\chi^2$  [13] с одной степенью свободы (1С-фит) с  $\chi^2 < 30$ , что превышает 99,9 %-й доверительный уровень. Отобранные события отнесены к упругим  $np$ -взаимодействиям (группа «EL»), остальные, включающие различные неупругие каналы, — к группе «INEL». Распределения недостающих масс для отобранных событий при  $P_0 = 1,43; 2,23$  и 5,20 ГэВ/с имеют полные ширины 20, 30 и 40 МэВ/с<sup>2</sup> соответственно, максимум при массе нейтрона с точностью 0,1 МэВ/с<sup>2</sup> и симметричны относительно центрального значения (здесь и далее  $P_0$  — импульс налетающего нейтрона). Распределение значений  $\chi^2$  для отобранных событий совпадает со стандартным распределением  $\chi^2$  с одной степенью свободы. Примеси других каналов реакций в группе «EL» при таком отборе событий практически отсутствуют.

Отделение событий, относимых к упругому каналу взаимодействия только методом «недостающих масс», применяемым в большинстве исследований, не позволяет избавиться от примеси неупругих каналов, увеличивающейся с ростом импульса первичного пучка. На рис. 1 приведены распределения недостающих масс при  $P_0 = 1,43; 2,23$  и 5,20 ГэВ/с как для событий из группы «EL», так и для событий из группы «INEL» (закрашенные бины). При вычислении недостающих масс в событиях из группы «INEL» положительные частицы, за исключением однозначно идентифицированных как  $\pi^+$ -мезоны, считались протонами. Видно, что в соответствующих упругому каналу диапазонах недостающих масс имеются события из обеих групп ( $\approx 5, 9$  и 14 % соответственно). Наличие примеси неупругих каналов привносит ошибку в определение сечения упругого взаимодействия.

Достоинствами определенного методом  $\chi^2$  и изучаемого далее набора экспериментальных данных (группа «EL») являются:

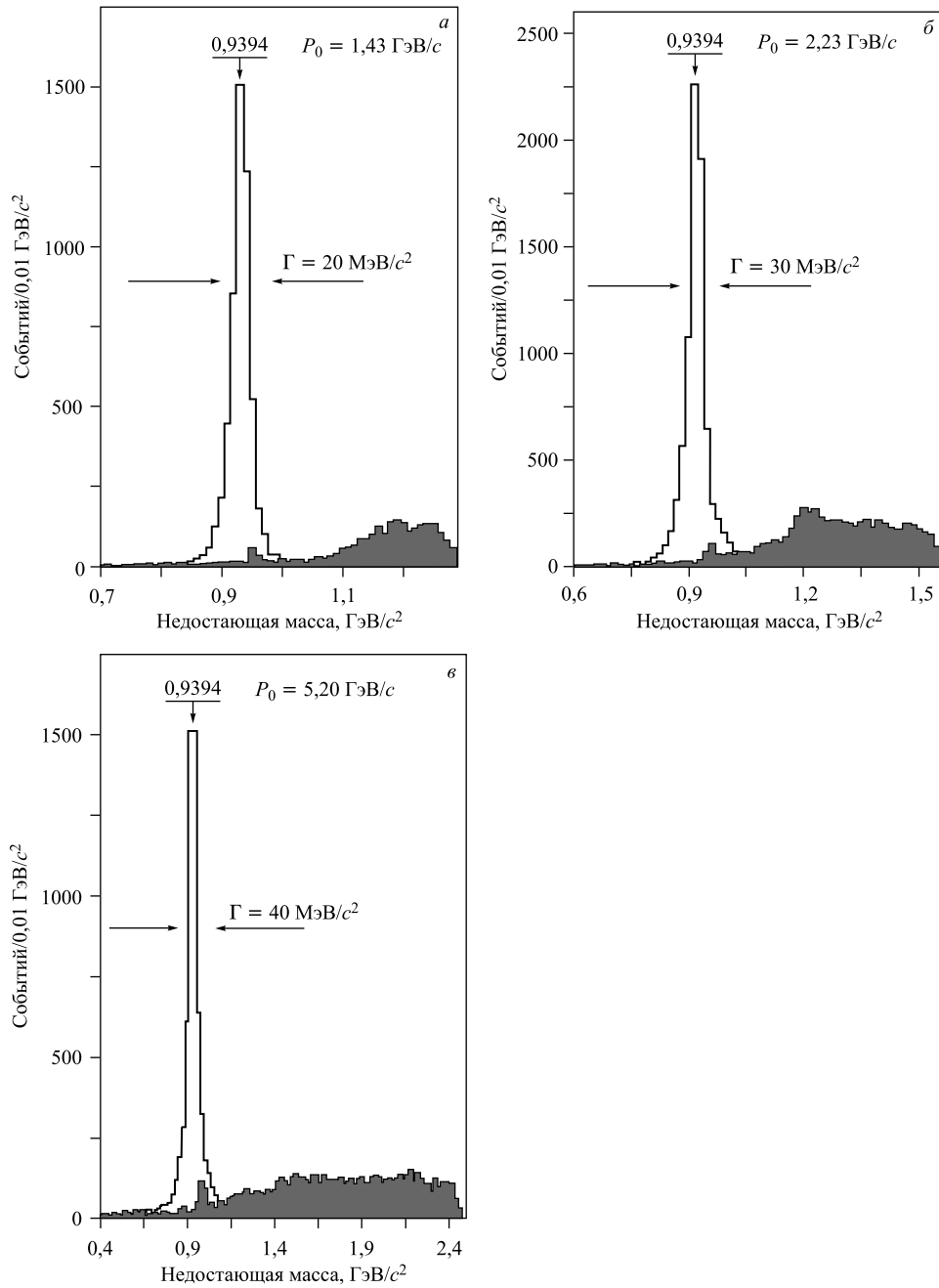


Рис. 1. Распределения недостающих масс при  $P_0 = 1,43$  (*a*);  $2,23$  (*b*) и  $5,20$  (*c*)  $\text{ГэВ}/c$ . Светлые бины — события, определенные кинематическим фитом как упругие; темные бины — остальные события

— регистрация частиц в условиях  $4\pi$ -геометрии, что позволяет в одном эксперименте рассмотреть реакции упругого  $np$ -взаимодействия как с перезарядкой ( $\cos \theta_p^* > 0$ ), так и без перезарядки ( $\cos \theta_p^* < 0$ );

— точное знание направления вылета и импульса как заряженной, так и нейтральной частиц;

— практически полное отсутствие примесей событий других каналов реакций.

К упругому рассеянию с перезарядкой (реакция  $np \rightarrow pn$ ) отнесены события из группы «EL», для которых рассеянный протон в с.ц.м. реакции вылетел в переднюю полусферу ( $\cos \theta_p^* > 0$ ).

К упругому рассеянию без перезарядки (реакция  $np \rightarrow np$ ) отнесены события из группы «EL», для которых рассеянный протон в с.ц.м. реакции вылетел в заднюю полусферу ( $\cos \theta_p^* < 0$ ).

Обозначим через  $t$  передачу от протона-мишени к протону отдачи, а через  $u$  — передачу от налетающего (пучкового) нейтрона к протону отдачи.

Для анализа событий без перезарядки используется переменная  $t$ , а событий с перезарядкой — переменная  $u$ . Построения по двум переменным сделаны из соображений удобства обработки распределений с учетом того, что мы получили обе группы событий в одном эксперименте.

**1.3. Оценка потерь событий.** Особенности пузырьковой камеры проявляются в том, что есть трудности в регистрации и измерении треков протонов низких энергий,

обладающих малыми пробегами. Тем самым образуется дефицит событий с малыми переданными 4-импульсами от протона-мишени к протону отдачи ( $t$ ). Это отчетливо видно на рис. 2, где представлено распределение по  $|t|$  для событий упругого взаимодействия (группа «EL») при  $P_0 = 2,23$  ГэВ/с. Для определения числа потерянных событий распределения по  $|t|$  аппроксимировались функцией вида  $Ae^{-bt}$  в интервале  $0,05 < |t| < 0,75$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Экстраполяция к величине  $|t| = 0$  позволила провести коррекцию числа данных, учитывающую потери медленных протонов.

Потери событий из группы «INEL» определялись по той же методике. При этом распределение по  $t$  для таких событий более «прижато» к 0, чем распределение для событий из группы «EL», и наклон описывающей экспоненты больше.

Суммируя потери по группам «EL» и «INEL», получаем общие потери однолучевых событий с медленными протонами, которые необходимо знать при определении сечений упругого канала.

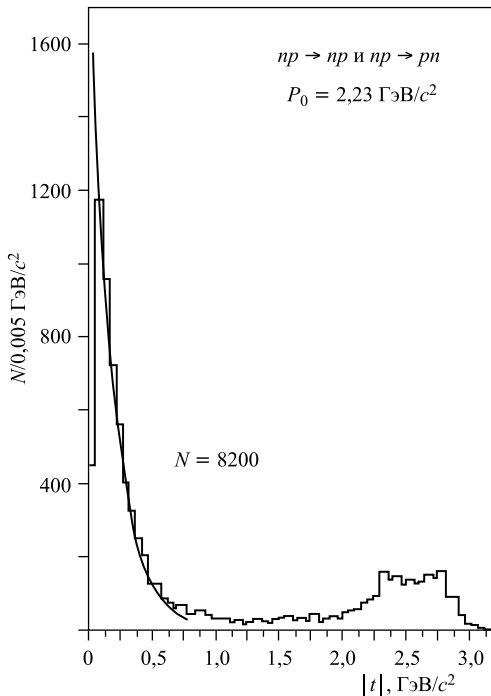


Рис. 2. Распределение по  $|t|$  для событий упругого взаимодействия при  $P_0 = 2,23$  ГэВ/с

**1.4. Определение сечений процессов упругого  $np$ -рассеяния.** В данной работе определены как полные сечения упругого рассеяния, так и сечения упругих процессов с перезарядкой и без нее для реакций при  $P_0 = 1,43; 2,23$  и  $5,20$  ГэВ/с. При определении сечения упругого рассеяния  $\sigma_{el}$  учитываются полученные в [10] данные по топологическим сечениям  $\sigma_{top}$  однолучевых звезд. Сечение вычисляется по формуле

$$\sigma_{el} = \left( \frac{N_{el}}{N_{tot}} \right) \sigma_{top},$$

где  $N_{el}$  — число упругих событий с учетом потерь;  $N_{tot}$  — общее число однолучевых звезд с учетом потерь;  $\sigma_{top}$  — топологическое сечение однолучевых звезд.

Сечение упругого рассеяния с перезарядкой вычисляется по формуле

$$\sigma_{ex} = \sigma_{el} \{ \cos \theta_p^* > 0 \} = \frac{N_{el\{\cos \theta_p^* > 0\}}}{N_{el}} \sigma_{el},$$

где  $N_{el\{\cos \theta_p^* > 0\}}$  — число событий из группы «EL», для которых рассеянный протон в с.ц.м. вылетел в переднюю полусферу. В таких событиях нет медленных протонов и потери отсутствуют.

Сечение упругого рассеяния без перезарядки вычисляется по формуле

$$\sigma_{in} = \sigma_{el} - \sigma_{ex}.$$

$P_0$ , ГэВ	$\sigma_{el}$ , мб	$\sigma_{ex}$ , мб	$\sigma_{in}$ , мб
1,43	$25,6 \pm 1,3$	$7,9 \pm 0,8$	$17,7 \pm 0,9$
2,23	$19,1 \pm 0,7$	$4,5 \pm 0,5$	$14,6 \pm 0,6$
5,20	$10,7 \pm 0,7$	$0,9 \pm 0,5$	$9,8 \pm 0,5$

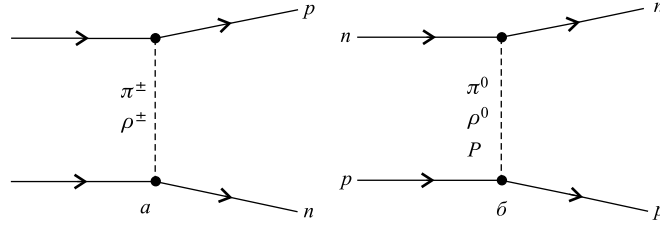
Полученные значения сечений процессов упругого рассеяния при  $P_0 = 1,43; 2,23$  и  $5,20$  ГэВ/с приведены в таблице.

## 2. ПОЛЮСНАЯ МОДЕЛЬ УПРУГОГО $np$ -РАССЕЯНИЯ

**2.1. Обменные процессы и параметры модели.** Для описания и моделирования реакции упругого  $np$ -рассеяния была использована простая полюсная модель. В рамках этой модели реакция упругого  $np \rightarrow np(pn)$ -взаимодействия описывается следующими диаграммами (рис. 3):

— диаграмма *a* соответствует упругому рассеянию с перезарядкой, с обменом заряженными  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонами;

— диаграмма *b* соответствует упругому рассеянию без перезарядки, с обменом нейтральными  $\pi^0$ - и  $\rho^0$ -мезонами, а также дополнительному периферическому обменному механизму  $P$ , типа померонного обмена.

Рис. 3. Диаграммы полюсной модели упругого рассеяния  $np \rightarrow np(pn)$ 

Дифференциальное сечение реакции упругого  $np$ -рассеяния записывается в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s q^2} |T|^2, \quad (1)$$

где  $s$  — квадрат полной энергии в с.ц.м.;  $q$  — импульс налетающей частицы в с.ц.м.;  $|T|^2$  — квадрат матричного элемента реакции.

Матричный элемент для упругого рассеяния с перезарядкой записывается в виде

$$|T_{\text{ch.ex}}|^2 = |T_\pi + T_\rho|^2, \quad (2)$$

а для упругого рассеяния без перезарядки в виде

$$|T_{0\text{ex}}|^2 = \frac{1}{4} |T_\pi + T_\rho|^2 + |T_P|^2, \quad (3)$$

где  $T_\pi = F \frac{tA_\pi}{t - m_\pi^2} F$  соответствует обмену заряженным  $\pi$ -мезоном;  $T_\rho = F \frac{A_\rho e^{i\varphi}}{t - m_\rho^2} F$  соответствует обмену заряженным  $\rho$ -мезоном;  $\varphi$  — угол сдвига между  $A_\pi$  и  $A_\rho$ , учитывающий интерференцию диаграмм  $\pi$ - и  $\rho$ -обмена;  $T_P = A_P e^{-bt}$  соответствует дополнительному периферическому обменному механизму  $P$ .

Амплитуды рассеяния  $A_\pi$ ,  $A_\rho$ ,  $A_P$ , а также переменные  $\varphi$  и  $b$  зависят только от значения  $s$ .

Нуклонный формфактор  $F$  в каждой вершине записывается в виде

$$F(t) = \frac{\Lambda}{\Lambda + |t|} \quad (4)$$

и зависит только от соответствующей передачи  $t$ , равной  $u_{\text{beam} \rightarrow p}$  или  $t_{\text{targ} \rightarrow p}$ . Параметр  $\Lambda$  взят равным квадрату массы нуклона ( $\Lambda = 0,88$  ГэВ/ $c^2$ ).

При учете изотопических соотношений получаем, что вклад механизма  $\pi^0$ - и  $\rho^0$ -обменов в сечение упругого рассеяния без перезарядки равен 1/4 от вклада механизма обмена заряженными  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонами в упругое рассеяние с перезарядкой (см. (2)). Отсюда множитель 1/4 в выражении для  $T_{0\text{ex}}$  (см. (3)).

Вклад дополнительного периферического обменного механизма в реакцию упругого рассеяния без перезарядки составляет  $\sim 92\%$  при импульсе налетающего нейтрона  $P_0 = 1,43$  ГэВ/ $c$  и с ростом энергии увеличивается до  $\sim 98\%$  при  $P_0 = 5,20$  ГэВ/ $c$ .

**2.2. Определение параметров модели.** Определение параметров модели  $A_\pi$ ,  $A_\rho$ ,  $\varphi$ ,  $A_p$  и  $b$  проводилось одновременным фитированием распределений  $\Delta N/\Delta u$  и  $\Delta N/\Delta t$  при трех значениях импульсов налетающего нейтрона:  $P_0 = 1,43; 2,23$  и  $5,20$  ГэВ/с. Результаты приведены на рис. 4.

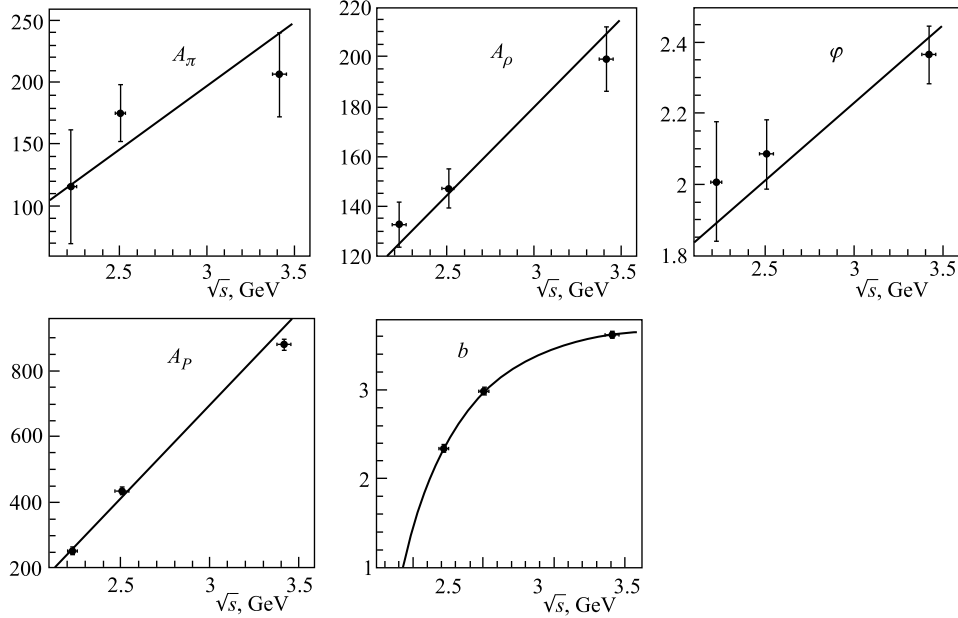


Рис. 4. Параметры полюсной модели в зависимости от величины  $\sqrt{s}$ . Кривые — результаты аппроксимации гладкими функциями

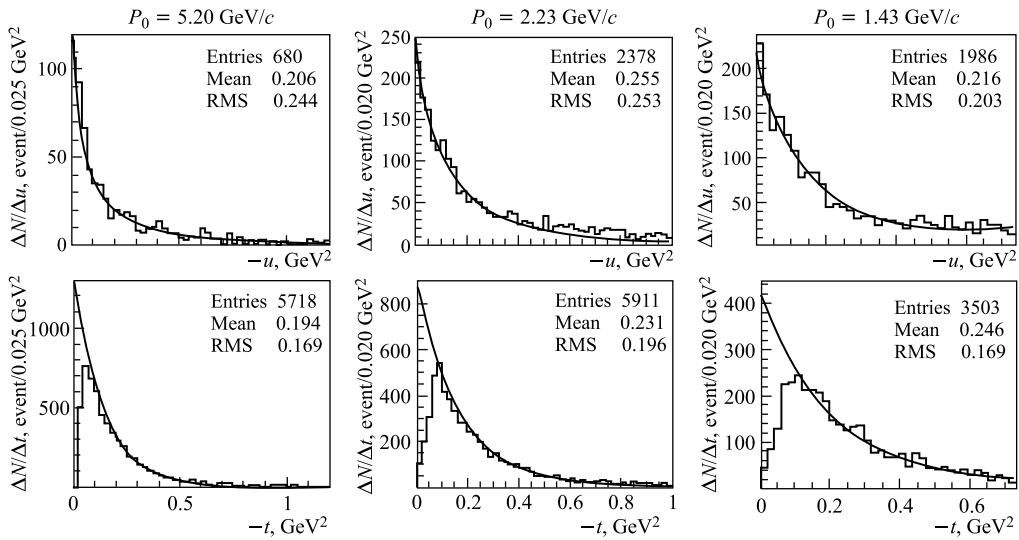


Рис. 5. Распределения  $\Delta N/\Delta u$  и  $\Delta N/\Delta t$  из реакции  $np \rightarrow np$  при  $P_0 = 1,43; 2,23$  и  $5,20$  ГэВ/с. Кривые — результат расчетов по полюсной модели



При дальнейших расчетах была принята следующая линейная параметризация  $A_\pi$ ,  $A_\rho$ ,  $\varphi$  и  $A_P$  от  $\sqrt{s}$ :

$$\begin{aligned} A_\pi &= -111,1 + 102,8\sqrt{s}, & A_\rho &= -34,4 + 71,3\sqrt{s}, \\ \varphi &= 0,91 + 0,44\sqrt{s}, & A_P &= -1008,4 + 568,0\sqrt{s}, \end{aligned}$$

а для  $b$  — параметризация более сложной функцией от  $\sqrt{s}$ :

$$b = 3,713 (1 - e^{-2,258(\sqrt{s}-1,792)}).$$

В результате было получено хорошее описание распределений  $\Delta N/\Delta u$  для упругого  $np$ -рассеяния с перезарядкой и распределений  $\Delta N/\Delta t$  для упругого  $np$ -рассеяния без перезарядки при  $P_0 = 1,43; 2,23$  и  $5,20$  ГэВ/с (рис. 5).

Тот факт, что для области  $|t| < 0,5$  ГэВ/с<sup>2</sup> основной вклад в упругое  $np$ -рассеяние без перезарядки вносит периферический механизм, объясняет хорошее описание экспонентой распределений по  $|t|$  для событий упругого рассеяния без перезарядки, что было использовано при оценке потерь событий.

Общая формула вычисления дифференциального сечения упругого  $np$ -взаимодействия в зависимости от  $\sqrt{s}$  с переменными и параметрами, определенными выше, записывается в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s q^2} (|T_\pi(u) + T_\rho(u)|^2 + \frac{1}{4} |T_\pi(t) + T_\rho(t)|^2 + |T_P(t)|^2), \quad (5)$$

где  $u$  и  $t$  связаны соотношением  $s + t + u = 4M_N^2$ .

**2.3. Сравнение с результатами других экспериментов.** Данные по упругому  $np$ -рассеянию в рассматриваемом диапазоне импульсов налетающих частиц ( $\approx 1-11$  ГэВ/с) получены много лет назад [4, 5], в основном методикой стримерных камер.

На рис. 6 показаны распределения  $d\sigma/dt$  при различных энергиях.

Сплошные кривые — результат расчетов по полюсной модели (см. (5)). Очевидно, что наблюдается хорошее согласие между экспериментом и теорией. Некоторое расхождение между ними может быть объяснено различием в методах выделения событий упругого  $np$ -рассеяния.

На рис. 7 приведены значения величины  $d\sigma/dt|_{t=0}$ , взятые из [4], и теоретическая кривая, рассчитанная по предложенной полюсной модели. Значительные расхождения, наблюдаемые для некоторых точек, можно объяснить тем, что в [4] значения определялись с помощью аппроксимации распределений  $d\sigma/dt$  только функциями вида  $e^{-bt}$  без учета полюсного характера  $\pi^0$ - и  $\rho^0$ -обменов.

Что касается распределений  $d\sigma/du$ , то в изучаемом диапазоне импульсов налетающих частиц практически нет экспериментальных данных, кроме представленных в [11] и в настоящей работе.

На рис. 8 приведены экспериментальные значения полных сечений упругого  $np$ -рассеяния, упругого  $np \rightarrow np$ -рассеяния (без перезарядки) и упругого  $np \rightarrow pn$ -рассеяния (с перезарядкой), взятые из [4, 5, 11], и теоретические кривые зависимости хода этих сечений от импульса налетающего нейтрона, рассчитанные по полюсной модели.

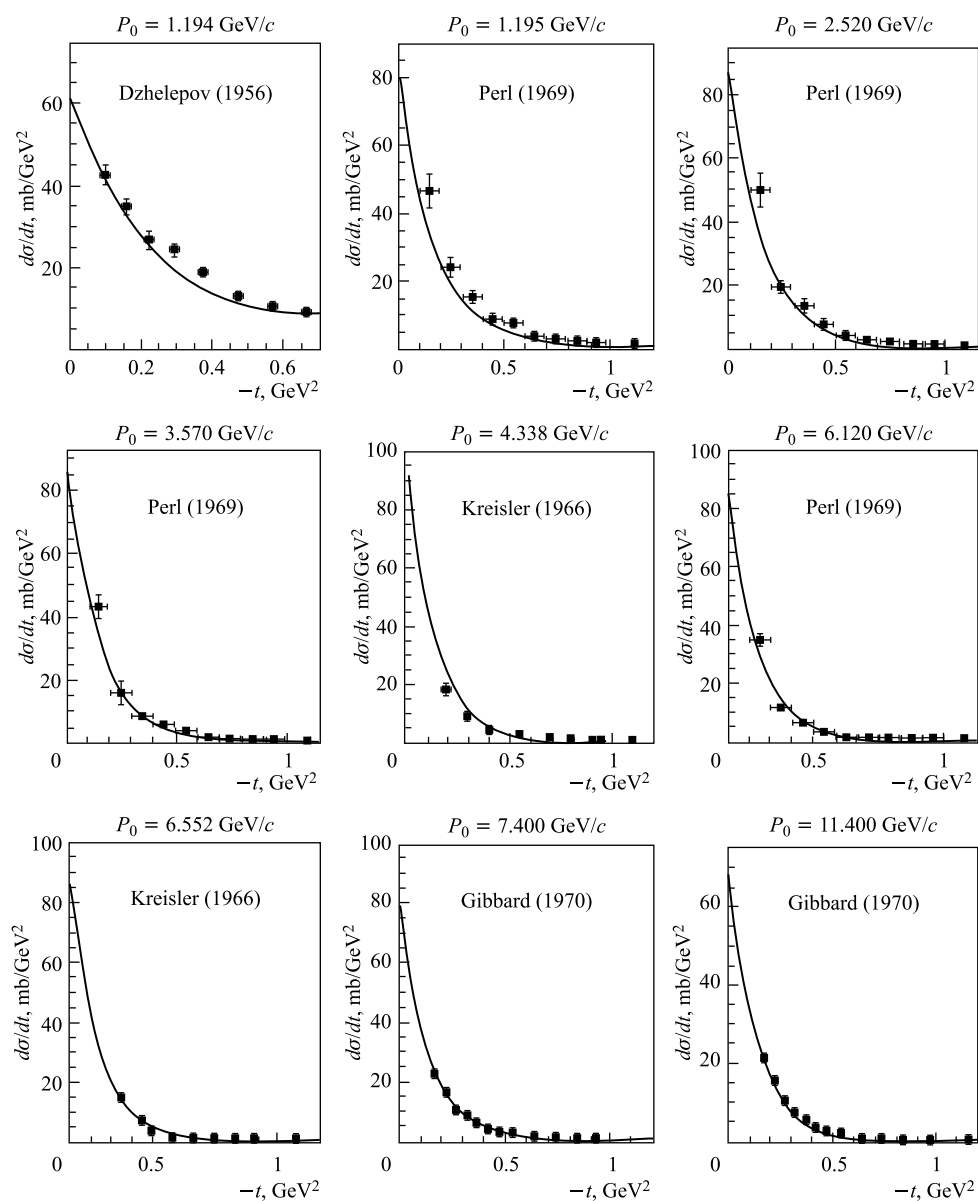


Рис. 6. Экспериментальные распределения  $d\sigma/dt$  при различных энергиях. Кривые — результат расчетов по полюсной модели

Разница между экспериментальными значениями и теоретическими кривыми обусловлена применяемыми методами выделения событий упругого  $pr$ -рассеяния: методом кинематического фитирования (в настоящем исследовании) и методом недостающих масс (в других, более ранних работах). Новые оценки сечений, с уточненной величиной примесей неупругих каналов, дают значения, близкие к расчетам по полюсной модели (отмечены крестиком при  $P_0 = 3,83$  ГэВ/с на рис. 8).

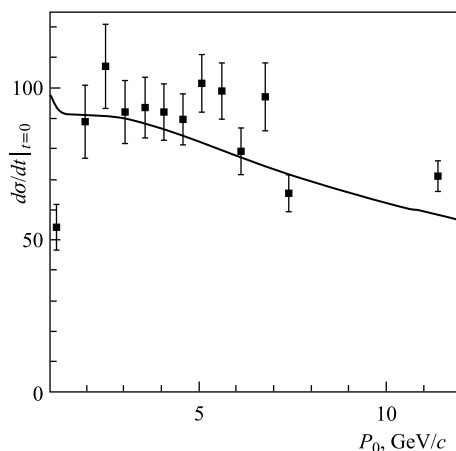


Рис. 7. Величина  $d\sigma/dt|_{t=0}$  в зависимости от импульса налетающих частиц. Точки — экспериментальные данные; кривая — результат расчетов по полюсной модели

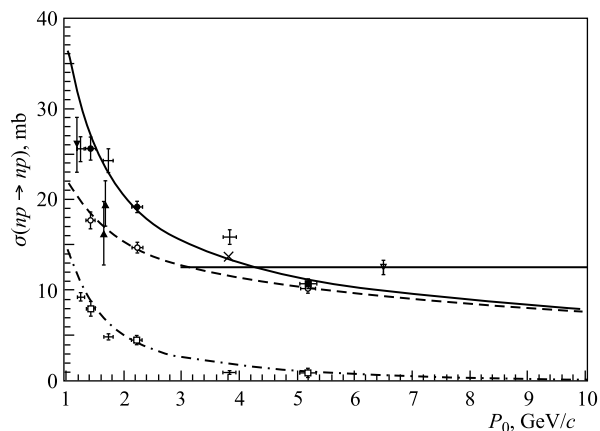


Рис. 8. Экспериментальные значения и теоретические кривые, рассчитанные по полюсной модели, для полных сечений упругого  $np$ -рассеяния (сплошная кривая); упругого  $np \rightarrow np$ -рассеяния (без перезарядки) (штриховая кривая); упругого  $np \rightarrow pn$ -рассеяния (с перезарядкой) (штрихпунктирная кривая)

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе исследовалась реакция упругого  $np \rightarrow np(pn)$ -рассеяния при импульсах налетающих квазимонохроматических нейтронов  $P_0 = 1,43; 2,23$  и  $5,20$  ГэВ/с. Показана необходимость применения кинематического фита для отбора каналов реакций.

Использованные методы позволили тщательно выделить упругие события и провести их анализ. Полученные результаты существенно дополняют данные об упругом  $np$ -рассеянии, особенно для упругого рассеяния с перезарядкой.

Предложена полюсная модель с небольшим количеством параметров, включающая обмены  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонами и дополнительно учитывающая периферический обменный механизм. Параметры модели определены из условия наилучшего описания эксперимен-

тальных распределений  $d\sigma/dt$  и  $d\sigma/du$  при трех значениях импульсов налетающих нейтронов.

Данная модель позволяет хорошо описать имеющиеся экспериментальные характеристики упругого  $np$ -рассеяния в широком диапазоне импульсов (1–10 ГэВ).

Модель может быть использована для расчета характеристик упругого  $np$ -рассеяния в указанном диапазоне энергий.

Авторы выражают благодарность за обсуждения и консультации Е. А. Строковскому, В. А. Никитину, В. П. Ладыгину.

Работа выполнена в ЛФВЭ ОИЯИ в рамках темы 1087 (руководитель А. И. Малахов).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Иден Р.* Соударения элементарных частиц при высоких энергиях. М.: Наука, 1970.
2. *Перкинс Д.* Введение в физику высоких энергий. М.: Наука, 1991.
3. *Тер-Мартirosян К. А.* Взаимодействие частиц при высоких энергиях. ИФВЭ СТФ 68-11-К. 1968.
4. *Benary O., Price L., Alexander G.*  $nn$  and  $nd$  Interactions (above 0.5 GeV/c) — A Compilation. UCRL-20000 NN. 1970.
5. *Beringer J. et al.* Particle Data Group // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 010001.
6. *Strokovsky E. A.* Data on Elastic ( $p, n$ ) Charge Exchange: Compilation // Part. Nucl. Lett. 2004. No. 2(119). P. 5.
7. *Валантэн Л.* Субатомная физика: ядра и частицы. Т. 1. М.: Наука, 1986.
8. *Belonogov A. V. et al.* A Liquid Hydrogen Bubble Chamber of Volume  $950 \times 350 \times 300$  mm // Nucl. Instr. Meth. 1963. V. 20. P. 114–115.
9. *Гаспарян А. П. и др.* Нейтронный (стриппинговый) канал Лаборатории высоких энергий ОИЯИ // ПТЭ. 1977. № 2. С. 27–42.
10. *Abdivaliev A. et al.* Topological Cross-Section of  $np$  Interaction in the Interval of Monochromatic Neutron Momenta 1–5 GeV/c // Nucl. Phys. B. V. 99, No. 3. P. 445–450.
11. *Беишчу К. и др.* Сечения каналов реакций  $np$ -взаимодействий при  $P_n = 1–5$  ГэВ/c // ЯФ. 1986. Т. 43, № 4. С. 888.
12. *Мороз В. И., Никитин А. В., Троян Ю. А.* Неупругие  $np$ -взаимодействия при энергии нейтронов от 2 до 10 ГэВ // ЯФ. 1969. Т. 9, № 4. С. 792.
13. *Berge J. P., Solmitz F. T., Taft H. D.* Kinematical Analysis of Interaction Vertices from Bubble Chamber Data // Rev. Sci. Instr. 1961. V. 32, No. 5. P. 538–548.

Получено 16 апреля 2013 г.