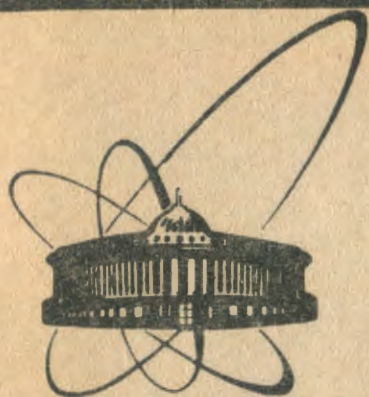


89-64



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

P1-89-64

З.Златанов<sup>1</sup>, В.М.Кубик<sup>2</sup>, Л.А.Тихонова<sup>3</sup>

АНАЛИЗ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО  
 $\bar{p}p$ -РАССЕЯНИЯ ПРИ 22,4 ГэВ/с  
В ПРЕДСТАВЛЕНИИ ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА

---

<sup>1</sup> Химико-технологический институт, София  
<sup>2</sup> Институт физики высоких энергий, Протвино  
<sup>3</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Во взаимодействиях частиц высоких энергий наблюдается хорошо выделенный класс реакций с малой передачей импульса, среди которых простейшими являются дифракционное упругое и неупругое рассеяние. Эти процессы имеют своей аналогией дифракцию волн в оптике. Их изучение дает возможность получить информацию как о структуре частиц, так и о динамике их взаимодействия.

Физической причиной, вызывающей упругое дифракционное рассеяние, являются неупругие процессы. Наличие неупругих каналов приводит к частичному поглощению и изменению волновой функции начального адрона в области взаимодействия порядка размеров адронов  $\sim 1$  фм. В оптической картине непрозрачность мишени можно ввести явно наряду с ее размером. Для амплитуды упругого рассеяния адронов при высоких энергиях это удобно сделать, переходя от разложения амплитуды по парциальным волнам к представлению прицельного параметра. Переход от представления переданного импульса  $t$  к прицельному параметру  $b$  позволяет получить информацию о пространственной картине столкновения адронов, о размерах области взаимодействия. Представление прицельного параметра для амплитуды упругого рассеяния адронов с использованием соотношения унитарности дает простую и наглядную картину не только упругого рассеяния, но и неупругого взаимодействия при высоких энергиях, в которой проявляются геометрические свойства адронных взаимодействий.

Новые данные при энергии коллайдера ЦЕРН указывают на нарушение предсказаний моделей геометрического скейлинга и факторизованного эйконала, которые хорошо описывают данные экспериментов  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействий при энергиях ISR. Причину такого нарушения можно связать с ростом непрозрачности протона и антипротона при увеличении энергии их взаимодействия. В связи с этим представляется интересным рассмотреть область энергий, существенно меньших  $\sqrt{s}_{ISR}$  ( $\sqrt{s} < 10$  ГэВ), в которой с уменьшением энергии наблюдается та же тенденция — увеличение непрозрачности сталкивающихся протонов и антипротонов.

По-видимому, механизмы, лежащие в основе увеличения непрозрачности адронов в этих двух различных интервалах энергии, не одинаковы. Поэтому сравнительный анализ геометрических свойств  $pp$ -взаимодействий при энергиях  $\sqrt{s} < 10$  ГэВ и  $\sqrt{s} > 20-30$  ГэВ может быть полезен для развития моделей, рассматривающих геометрическую структуру взаимодействий в рамках прицельного параметра как для адронов в целом ( $b_h$ ), так и для партонов (кварков и глюонов)  $b_g(q)$ .

В данной работе приводятся результаты исследования геометрических свойств упругого и неупругого  $\bar{p}$ p-взаимодействий при импульсе 22,4 ГэВ/с в представлении прицельного параметра  $b$ . Экспериментальные данные для дифференциального сечения  $d\sigma/dt$  упругого  $\bar{p}$ p-рассеяния<sup>/1/</sup> были получены с помощью двухметровой жидководородной пузырьковой камеры "Людмила"<sup>/2-4/</sup>, экспонированной в пучке сепарированных антипротонов серпуховского ускорителя.

В разд. 2 кратко рассматривается представление прицельного параметра, в разд. 3 обсуждаются полученные результаты, которые сравниваются с результатами аналогичных исследований при других энергиях, в разд.4 обсуждается вопрос о прозрачности адронов при лобовом столкновении, в разд. 5 формулируются основные выводы работы.

## 2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА

Представление прицельного параметра для амплитуды упругого рассеяния адронов  $h_{el}(s, b)$  в пренебрежении спиновыми эффектами определяется с помощью Фурье-преобразования стандартной амплитуды упругого рассеяния  $T_{el}(s, t)$ <sup>/5/</sup>:

$$h_{el}(s, b) = \int T_{el}(s, t) J_0(b\sqrt{-t}) dt / 4\pi, \quad (1)$$

где  $b$  — прицельный параметр, а  $J_0(b\sqrt{-t})$  — функция Бесселя нулевого порядка. Амплитуда  $T_{el}(s, t)$  выражается через наблюдаемое дифференциальное сечение следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{1}{4\pi} |T_{el}(s, t)|^2. \quad (2)$$

$s$ -канальное условие унитарности в представлении прицельного параметра<sup>/6, 7/</sup> (с точностью до слагаемых порядка  $1/s$ ) выражает мнимую часть амплитуды упругого рассеяния  $\text{Im}h_{el}(s, b)$  через вклады упругих и неупругих состояний<sup>/8, 9/</sup>:

$$2\text{Im}h_{el}(s, b) = |h_{el}(s, b)|^2 + G_{in}(s, b), \quad (3)$$

где  $G_{in}(s, b)$  — неупругая функция перекрытия<sup>/10/</sup>, которая описывает поглощение в неупругие каналы. В таком подходе полное, упругое и неупругое дифференциальные сечения можно представить соответственно в виде

$$\begin{aligned} d\sigma_{tot} / \pi db^2 &= 2\text{Im}h_{el}(s, b) = G_{tot}(s, b), \\ d\sigma_{el} / \pi db^2 &= |h_{el}(s, b)|^2 = G_{el}(s, b), \end{aligned} \quad (4)$$

$$d\sigma_{in} / \pi db^2 = G_{in}(s, b).$$

Так как переход в пространство прицельного параметра производится интегрированием по всей области переданного импульса  $t$ , в выражении (1) необходимо учесть зависимость отношения реальной и мнимой части амплитуды упругого рассеяния  $\rho(s, t)$  от  $t$  и отсутствие экспериментальных данных вне области измерения дифференциального сечения. Отношение  $\rho(s, t)$  в зависимости от  $t$  обычно аппроксимируется выражением<sup>/7/</sup>:

$$\frac{1}{\rho(s, t)} = \frac{1}{\rho(s, 0)} \left[ 1 - \frac{|t|}{t_0} \right], \quad (5)$$

где  $t_0$  соответствует первому дифракционному минимуму в упругом дифференциальном сечении, взятому  $t_0 = 1,4 (\text{ГэВ}/c)^2$ .

Условие унитарности в представлении прицельного параметра (3) позволяет определить также функцию перекрытия, соответствующую верхнему пределу для сечения неупругой дифракции, известному как предел Памплина<sup>/11/</sup>:

$$G_{dif}^{\max}(b) \leq G_{tot}(b)/2 - G_{el}(b). \quad (6)$$

В пренебрежении реальной частью амплитуды упругого рассеяния, согласно (3) и (4), можно записать следующие выражения для  $G_{tot}$  и  $G_{el}$ :

$$\begin{aligned} G_{tot}(s, b) &= 2[1 - \sqrt{1 - G_{in}(s, b)}], \\ G_{el}(s, b) &= [1 - \sqrt{1 - G_{in}(s, b)}]. \end{aligned} \quad (7)$$

Отсюда видно, что если поглощения нет, т.е.  $G_{in}(s, b) = 0$ , то отсутствует и упругое рассеяние. При условии, что  $G_{in}$  удовлетворяет унитар-

ному пределу, получаем  $G_{el}^{\lim}(s, 0) = 1$  и  $G_{tot}^{\lim}(s, 0) = 2$ . Эти равенства являются предельным случаем для рассеяния на черном диске, для которого  $\sigma_{el}^{\lim} / \sigma_{tot}^{\lim} = 1/2$ , и поэтому величина  $2\sigma_{el} / \sigma_{tot}$  характеризует среднюю поглощающую способность (непрозрачность) протона при рассеянии протонов и антипротонов.

В соответствии с условиями (1) и (2) чисто экспоненциальному дифференциальному сечению упругого рассеяния соответствует гауссова функция профиля  $\exp[-b^2/R^2] = \exp[-b^2/2\hbar^2 B]$ , где  $B$  — параметр наклона дифференциального сечения. Здесь  $R = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{\langle b^2 \rangle}$  представляет собой средний квадратичный радиус распределения поглощающего вещества в протоне, который можно принять тем самым за характеристику размера протона.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В качестве отправной точки для данного исследования использовались экспериментальные данные по измерению дифференциального сечения  $d\sigma/dt$  упругих рр-взаимодействий при импульсе 22,4 ГэВ/с, в интервале  $0,05 \leq |t| \leq 0,95$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>\*. Для нормировки  $d\sigma/dt$ -распределения проводилась экстраполяция экспериментальных данных из области  $0,05 \leq |t| \leq 0,3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> с помощью выражения

$$d\sigma/dt = A \exp(\beta t + \gamma t^2) \quad (8)$$

в оптическую точку  $(d\sigma/dt)_{t=0}^{O.T.} = (1 + \rho^2) \cdot \sigma_{tot}^2 / 16\pi$ . Для полного сечения  $\sigma_{tot}$  бралась величина  $(48,0 \pm 0,5)$  мб<sup>12/</sup>, а значение отношения реальной и мнимой части амплитуды упругого рассеяния вперед полагалось равным 0. Использование  $\rho = 0$  вместо вычисленного по дисперсионным соотношениям значения  $\rho \approx 0,05$  приводит к погрешности в определении  $A$  не более 1%.

Значение оптической точки равно  $(d\sigma/dt)_{t=0}^{O.T.} = (117,7 \pm 2,5)$  мб/(ГэВ/с)<sup>2</sup>. Результаты подгонки  $d\sigma/dt$  с помощью выражения (8) и с учетом оптической точки дали следующие значения параметров:  $A = (117,6 \pm 2,4)$  мб/(ГэВ/с)<sup>2</sup>,  $\beta = (13,0 \pm 0,4)$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup> и  $\gamma = (3,45 \pm 1,6)$  (ГэВ/с)<sup>-4</sup>.

Величина полного упругого сечения  $\sigma_{el} = (9,4 \pm 0,3)$  мб была получена при интегрировании  $d\sigma/dt$ -распределения в интервале переданных импульсов от  $t = 0$  до  $|t| = 0,95$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

На рис. 1 показано экспериментальное  $d\sigma/dt$ -распределение вместе с результатом подгонки выражением (8), включая область переданных импульсов, не измеренную в эксперименте, т.е.  $|t| > 0,95$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. При переходе от  $t$ -представления к  $b$ -представлению использовался интервал  $0 \leq |t| \leq 3,0$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

На рис. 2 представлены функции профиля для полного, упругого и неупругого взаимодействий в представлении прицельного параметра (4), рассчитанные для данного эксперимента. Приведена также функция профиля для предела Памплина, вычисленная согласно (6). Из рисунка видно, что упругая и неупругая функции перекрытия имеют максимум при значении прицельного параметра  $b = 0$ , в то же время предел Памплина имеет наиболее периферический профиль с максимумом при  $b \approx 0,7$  фм. В соответствии с идеей работы<sup>13/</sup> это означает, что неупругая дифракция проявляется как рассеяние на кольце (т.е. при  $b > b_0$ ) в отличие от упругой дифракции как рассеяния на диске, возникающей от взаимодействия во всей области изменения  $b$ <sup>14/</sup>.

\* Процедура отбора и обработки событий, а также введение различных поправок описаны в работе<sup>11/</sup>.

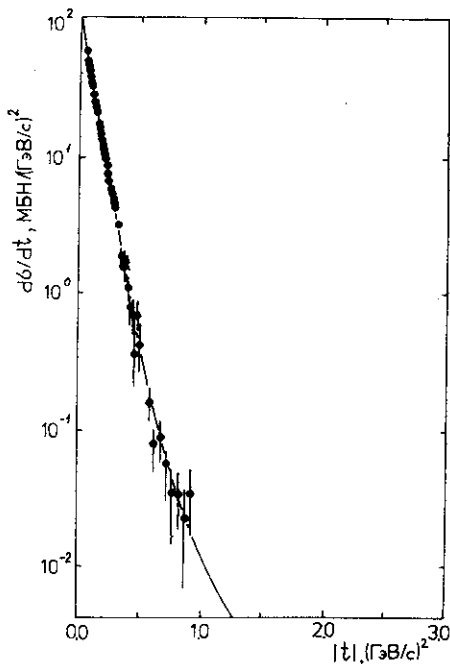


Рис. 1. Дифференциальное сечение  $d\sigma/dt$  упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния при 22,4 ГэВ/с. Сплошная кривая – результат аппроксимации экспериментальных данных функцией  $d\sigma/dt = A \exp(\beta t + \gamma t^2)$  в области  $0,05 \div 0,95$  (ГэВ/с) $^2$ , а также результат экстраполяции в области  $t \rightarrow 0$  и  $t \rightarrow 3,0$  (ГэВ/с) $^2$ .

Значительно экспоненциальной форме дифференциального  $d\sigma/dt$ -распределения.

Значение  $G_{in}(s, b = 0) = (0,979 \pm 0,005)$  можно считать мерой непрозрачности протона-мишени в  $\bar{p}p$ -взаимодействии при 22,4 ГэВ/с, из которой следует, что существует отличная от нуля вероятность прохождения адронов друг через друга без взаимодействия при лобовом столкновении. Аналогичная величина для неупругого  $\bar{p}p$ -взаимодействия при энергии коллайдера  $\sqrt{s} = 546$  ГэВ равна  $G_{in}(s, b = 0) = (0,964 \pm 0,004)^{1/5}$ .

На рис. 3 показана энергетическая зависимость неупругой функции перекрытия  $G_{in}(s, b)$  для  $\bar{p}p$ -взаимодействий при значениях  $b = 0,0; 0,5; 1,0$  и  $1,5$  фм. Из рисунка видно, что  $G_{in}$  растет при всех указанных значениях  $b$  как с увеличением  $\sqrt{s}$  в области больших энергий ( $\sqrt{s} \geq 50$  ГэВ), так и с уменьшением  $\sqrt{s}$  в области малых энергий ( $\sqrt{s} \leq 10$  ГэВ).

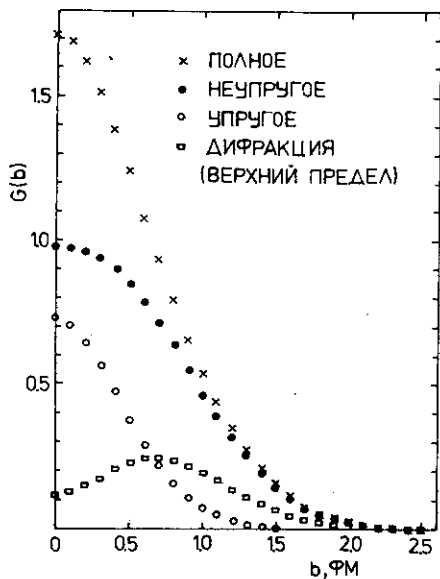


Рис. 2. Полное, упругое и неупругое дифференциальные сечения (функции перекрытия) и предел Памплина для неупругой дифракции в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях при импульсе 22,4 ГэВ/с в зависимости от величины прицельного параметра  $b$ .

Неупругая функция перекрытия  $G_{in}(s, b)$  имеет форму, близкую к гауссовой, отвечающую прибли-

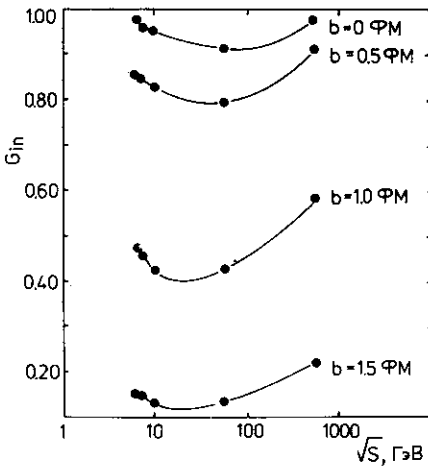


Рис. 3. Энергетическая зависимость неупругой функции перекрытия в  $pp$ -взаимодействиях при  $P_{lab} = 22,4; 30,0; 50,0$  ГэВ/с, а также  $\sqrt{s} = 53$  и  $546$  ГэВ для значений прицельного параметра  $b = 0,0; 0,5; 1,0$  и  $1,5$  фм. Сплошные кривые проведены от руки для наглядности.

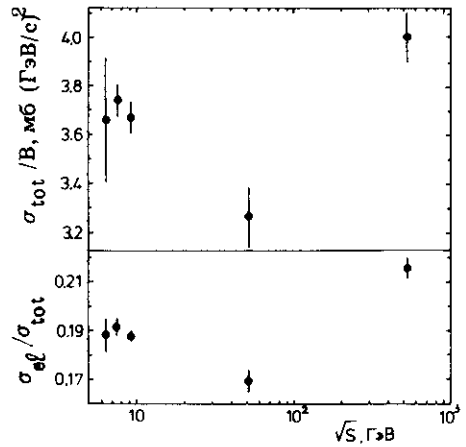


Рис. 4. Значения величин  $\sigma_{el}/\sigma_{tot}$  и  $\sigma_{tot}/B$  для  $pp$ -взаимодействий в зависимости от  $\sqrt{s}$ .

Возрастание  $G_{in}(s, b)$  при  $b = 0$  отражает рост непрозрачности протона (антипротона) в обоих определенных выше интервалах энергий. Аналогичный вывод можно сделать и при рассмотрении энергетической зависимости отношений  $\sigma_{el}/\sigma_{tot}$  и  $\sigma_{tot}/B$ , приведенной на рис. 4.

Одна из возможных интерпретаций роста непрозрачности нуклонов в неупругих взаимодействиях, наблюдаемого в этом эксперименте, будет рассмотрена в следующем разделе.

Зная функцию перекрытия, можно определить среднеквадратичный радиус неупругого взаимодействия в представлении прицельного параметра<sup>9/</sup>:

$$\sqrt{\langle b^2 \rangle} = \left( \frac{\int_0^{b_{max}} b^2 G_{in}(b) db}{\int_0^{b_{max}} G_{in}(b) db} \right)^{-1/2}. \quad (9)$$

Величина  $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{\langle b^2 \rangle}$  должна зависеть от выбора  $b_{max}$ . На рис. 5 представлена зависимость  $\sqrt{\langle b^2 \rangle}$  от  $b_{max}$  в неупругих взаимодействиях для наших данных. Видно, что  $\sqrt{\langle b^2 \rangle}$  увеличивается с ростом  $b_{max}$  вплоть до предельного значения  $b_{max} \approx 2,7$  фм, при котором практически происходит выход на плато и которому соответствует  $\sqrt{\langle b^2 \rangle} = (1,04 \pm 0,03)$  фм.

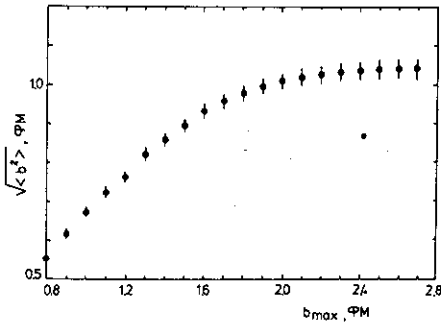


Рис. 5. Зависимость среднеквадратичного радиуса неупругих  $\bar{p}p$ -взаимодействий  $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{\langle b^2 \rangle}$  при 22,4 ГэВ/с от величины предела интегрирования  $b_{\max}$  (см. текст).

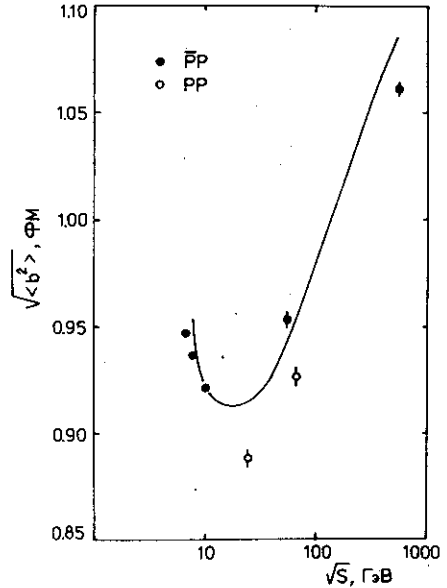


Рис. 6. Величина среднеквадратичного радиуса  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий в представлении прицельного параметра  $b$  в зависимости от  $\sqrt{s}$ . Сплошная кривая посчитана для модели черного диска<sup>/15/</sup>.

На рис. 6 представлены данные<sup>/16/</sup> по значению среднеквадратичного радиуса  $\sqrt{\langle b^2 \rangle}$  неупругих взаимодействий в  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -реакциях для разных энергий при ограничении на  $b_{\max}$  согласно условию  $G_{in}(s, b_{\max}) = 0,085 G_{in}(s, 0)$ .

На рисунке приведено также значение среднеквадратичного радиуса, полученное в настоящем эксперименте и равное  $\sqrt{\langle b^2 \rangle} = (0,95 \pm 0,02)$  фм (самая левая точка на рис. 6). Видно, что  $\sqrt{\langle b^2 \rangle}$  увеличивается приблизительно на 11% в области  $\sqrt{s} = 53;546$  ГэВ и уменьшается приблизительно на 3% в интервале энергий 22,4;50 ГэВ/с, при этом радиус  $pp$ -взаимодействий при энергиях  $\sqrt{s}^{/9/}$  меньше радиуса  $\bar{p}p$ -взаимодействий.

#### 4. ПРОЗРАЧНОСТЬ АДРОНОВ ПРИ ЛОБОВОМ СТОЛКНОВЕНИИ

Отличная от нуля прозрачность адронов при лобовом столкновении, которая для нашего эксперимента характеризуется величиной  $1 - G_{in}(s, 0) = 0,021$ , может свидетельствовать о концентрации вещества внутри адрона в дискретных областях.

В рамках современных представлений о структуре адронов такая интерпретация наблюдаемого отличия  $G_{in}(s, b = 0)$  от унитарного предела представляется естественной. Например, согласно идеям, разви-



тым в рамках аддитивной кварковой модели<sup>/17/</sup>, вся кварк-глюонная материя внутри адрона сосредоточена в двух (мезон) или трех (барион) пространственно-разделенных кластерах. Каждый такой кластер, понимаемый как одетый (или составляющий) кварк (валон), представляет собой валентный КХД-кварк (антикварк), окруженный глюонами и кварк-антикварковыми парами.

Исходя из такого представления о структуре адронов в работе<sup>/15/</sup> была предложена простая геометрическая Монте-Карло модель столкновения адронов, в которой рассматривалось неупругое взаимодействие двух протонов (или  $\bar{p}p$ ) с радиусом  $r_p$ . При этом внутри каждого адрона случайным образом распределялись валоны с радиусом  $r_v$ . Аппроксимируя с помощью этой модели экспериментальные данные по  $G_{in}$  в интервале энергии  $\sqrt{s} = 23;546$  ГэВ, авторы показали, что эти радиусы хорошо описываются зависимостью  $r = A + B \ln(s/s_0)$  ( $s_0 = 1$  ГэВ). В этом интервале энергий наблюдается рост отношения  $3r_v^3/r_p(\bar{p})$ , характеризующего степень заполнения протона кварк-глюонной материей, в  $(1,43 \pm 0,20)$  раза.

Область применения этой модели, скорее всего, связана с высокими энергиями ( $\sqrt{s} \geq 20$  ГэВ), где вымирают обмены реджеонами и аннигиляционные каналы.

В области же энергии настоящего эксперимента, где при уменьшении энергии наблюдается рост неупругого сечения в  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействиях, вклад реджеонных обменов и аннигиляционных каналов является определяющим. Поэтому возможность аппроксимации наших данных геометрической моделью является проблематичной. Тем не менее, следуя методике работы<sup>/15/</sup>, такая попытка была сделана. Были оценены радиусы нуклонов и валонов, которые оказались равными  $r_p(\bar{p}) = (1,04 \pm 0,03)$  фм и  $r_v = (0,226 \pm 0,002)$  фм. Следует отметить, что полученная в модели величина  $r_p(\bar{p})$  совпадает со значением среднеквадратичного радиуса взаимодействия, приведенным в предыдущем разделе.

Величина  $r_p(\bar{p})$ , полученная для настоящего эксперимента, в пределах одного стандартного отклонения совпадает с  $r_p = (1,02 \pm 0,02)$  фм, вычисленным для  $\bar{p}p$ -взаимодействий при  $\sqrt{s} = 23$  ГэВ, а значение радиуса валона  $r_v$  для данного эксперимента существенно превышает величину  $r_v = (0,201 \pm 0,002)$  фм для  $\sqrt{s} = 23$  ГэВ.

Сравнение отношений

$$R_1 = \left( \frac{3r_v^3}{r_p(\bar{p})^3} \right)_{\bar{p}p, \sqrt{s}=546} / \left( \frac{3r_v^3}{r_p^3} \right)_{pp, \sqrt{s}=23} = 1,43 \pm 0,20$$

и

$$R_2 = \left( \frac{3r_v^3}{r_p^3} \right)_{\bar{p}p} \sqrt{s=6,6} / \left( \frac{3r_v^3}{r_p^3} \right)_{pp} \sqrt{s=23} = 1,34 \pm 0,15$$

демонстрирует рост непрозрачности протона (антипротона) в области малых энергий, такой же по порядку величины, какой наблюдается и при высоких энергиях. Это дает возможность сделать вывод о том, что присутствие аннигиляционных каналов и реджеонных обменов может приводить к увеличению непрозрачности протонов (антипротонов) с уменьшением энергии в области  $\sqrt{s} = 20$  ГэВ.

## 5. ВЫВОДЫ

Основные результаты настоящей работы можно сформулировать следующим образом:

1. Упругая  $G_{el}(b)$  и неупругая  $G_{in}(b)$  функции перекрытия при энергии настоящего эксперимента имеют форму, близкую к гауссовой, с максимумом при значении прицельного параметра  $b = 0$  фм, как это наблюдается и в области высоких энергий при  $\sqrt{s} > 20$  ГэВ.

2. Функция перекрытия, соответствующая верхнему пределу для сечения неупругой дифракции (предел Памплина), имеет периферический профиль с максимумом при  $b \approx 0,7$  фм, что также согласуется с данными из области высоких энергий.

3. Существует отличная от нуля вероятность при лобовом столкновении адронов пройти друг через друга без взаимодействия:

$$p = 1 - G_{in}(s, b = 0) = 0,021.$$

4. Величина среднеквадратичного радиуса неупругого взаимодействия в представлении прицельного параметра  $\sqrt{\langle b^2 \rangle}$  растет с ростом  $b_{max}$  и выходит на плато при предельных значениях  $b_{max} \approx 2,7$  фм. Полученная при этом оценка  $\sqrt{\langle b^2 \rangle}$  составляет  $(1,04 \pm 0,03)$  фм. Величина  $\sqrt{\langle b^2 \rangle}$ , вычисленная при значении  $b_{max}$  из условия  $G_{in}(s, b_{max}) = 0,085 G_{in}(s, 0)$  при сравнении с аналогичными данными pp-взаимодействий при больших энергиях подтверждает наблюдавшийся ранее рост среднего радиуса взаимодействия с уменьшением энергии в области  $\sqrt{s} = 20$  ГэВ.

5. В области энергий  $\sqrt{s} = 20$  ГэВ наблюдается рост непрозрачности протонов и антипротонов с уменьшением энергии, что следует из роста величин  $G_{in}(s, b = 0)$ ,  $\sigma_{el}/\sigma_{tot}$ ,  $\sigma_{tot}/B$ , а также из вычисления эффективных радиусов нуклонов и валонов в неупругих взаимодействиях в рамках геометрической модели Монте-Карло.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Батюня Б.В. и др. – *ЯФ*, 1985, 44, с.1489.
2. Abesalashvili L.S. et al. – *Phys. Lett.*, 1974, 52B, p.236.
3. Voos E.G. et al. – *Nucl. Phys.*, 1977, B121, p.381.
4. Батюня Б.В. и др. – *ЯФ*, 1982, 36, с.403.
5. Саерин В.И. и др. – *ЯФ*, 1969, 10, с.856.
6. Henzi R. , Valin P., – *Phys. Lett.*, 1974, 48B, p.119.
7. Ayres P.S. et al. - *Phys. Rev.*, 1976, B14, p.3092.
8. Amaldi U. et al. – *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1976, 26, p.385.
9. Amaldi U. et al. – *Nucl. Phys.*, 1980, B166, p.301.
10. Van Hove L. – *Nuovo Cim.*, 1963, 28, p.798.  
Van Hove L. – *Mod. Phys.*, 1964, 36, p.655.
11. Pumphin S. – *Phys. Rev.*, 1973, D8, p.2899.
12. Bracci E. – *Preprint CERN/HERA 73-1, Geneva, 1973.*
13. Померанчук И.Я., Фейнберг Е.Л. – *ДАН СССР*, 1953, 93, с.439.
14. Зотов Н.П., Царев В.А. – *УФН*, 1988, 154, с.207.
15. Bailly J.L. et al. – *Z. Phys.*, 1987, C37, p.7.
16. Fearnley T. - *CERN/EP, 85-137, 1985.*
17. Анисович В.В. и др. – *УФН*, 1984, 144, с.553.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 февраля 1989 года.