

О МЕХАНИЗМАХ ПОДАВЛЕНИЯ БЕЗАННИГИЛЯЦИОННОГО РАЗВАЛА ЯДЕР АНТИПРОТОНАМИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

В.А.Карманов, А.В.Трухов

Показано, что при переходе от дейтрона к более тяжелым ядрам быстро происходит смена механизма подавления (связанного с узостью конуса в $\bar{p}N$ -рассеянии) сечения безаннигиляционного развала ядер антипротонами другим механизмом (связанным с большим сечением $\bar{p}N$ -аннигиляции). В исследованном в эксперименте $^1, 2 \bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействии оба механизма одинаково важны.

В работах $^1, 2$ были получены первые экспериментальные данные по сечению безаннигиляционного развала σ_b (break-up) ядра ^4He антипротонами с энергией 48,7 и 179,6 МэВ. Обнаружено значительное (на порядок) подавление сечения σ_b по сравнению с аналогичным сечением для протонов тех же энергий и сечением упругого $\bar{p}^4\text{He}$ -рассеяния.

В работах $^1, 2$ приведены два разных качественных объяснения этого явления.

1) Согласно работе 1 причина подавления σ_b состоит в чрезвычайной узости конуса в $\bar{p}N$ -рассеянии. Параметр наклона B при $T_{\bar{p}} = 50$ МэВ составляет $B = 35,6$ (ГэВ/с) $^{-2} = 1,4$ Фм 2 , т. е. имеет ядерный порядок величины, тогда как pN -рассеяние при той же энергии практически изотропно. Поэтому антипротон, в отличие от протона, рассеивается преимущественно вперед, и переданный импульс оказывается слишком малым для эффективного развала ядра.

2) Согласно работе 2 причина подавления σ_b заключается в большой величине сечения $\bar{p}N$ -аннигиляции $\sigma_a^{\bar{p}N}$, составляющего при 50 МэВ 70% полного сечения $\sigma_{tot}^{\bar{p}N}$. Поэтому антипротон имеет шанс развалить ядро и при этом выжить только при взаимодействии с узким кольцом нуклонов на разряженной периферии ядра.

Можно ожидать, что первый механизм подавления σ_b справедлив для легких ядер, а второй — для средних и тяжелых. В настоящей статье мы изложим результаты количественного анализа вклада этих двух механизмов в подавление сечения σ_b для различных ядер и выясним вопрос, на каких ядрах первый механизм сменяется вторым.

Для расчета сечений мы используем подход Глаубера 3 — Ситенко 4 . Справедливость этого подхода для описания $\bar{p}A$ -взаимодействия вплоть до очень низкой энергии антипротонов $T_{\bar{p}} \sim 50$ МэВ была показана в работах 5 . Ранее подход Глаубера — Ситенко при низких и промежуточных энергиях успешно применялся к $\bar{p}d$ -рассеянию 6 .

Сечение σ_b вычисляется согласно работам $^3, 7$ как сумма сечений неупругих процессов, включающих возбуждение и развал ядра, но не образование новых частиц. Мы не приводим здесь стандартных выражений $^3, 7$ для сечения σ_b (называемого в $^3, 7$ сечением неупругого рассеяния), для упругого σ_{el} и полного σ_{tot} сечений. Сечение реакции $\sigma_r = \sigma_{tot} - \sigma_{el}$ отличается от σ_b тем, что включает в себя все неупругие каналы (в данном случае — и аннигиляцию). Амплитуда $\bar{p}N$ параметризовалась в виде:

$$f(q) = \frac{k\sigma_{tot}^{\bar{p}N}(i+\epsilon)}{4\pi} \exp\left(-\frac{1}{2}Bq^2\right). \quad (1)$$

Сечения на дейтроне выражались через зарядовый формфактор дейтрона в параметризации, даваемой формулой (7) из обзора 8 , на других ядрах — через ядерную плотность в гауссовом виде (с $R = 1,37$ Фм для ^4He). В последнем случае в упругую амплитуду вводилась поправка на отдачу ядра.

На рис. 1 показана зависимость сечений $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия от параметра наклона B . Расчет выполнен при типичных значениях параметров $\sigma_{tot}^{\bar{p}N} = 200$ мб, $\epsilon = 0$. На верхней

шкале показано отношение η аннигиляционного $\bar{p}N$ -сечения к полному:

$$\eta = \frac{\sigma_a^{\bar{p}N}}{\sigma_{tot}^{\bar{p}N}} = \frac{\sigma_{tot}^{\bar{p}N} - \sigma_{el}^{\bar{p}N}}{\sigma_{tot}^{\bar{p}N}} = 1 - \frac{\sigma_{tot}^{\bar{p}N} (1 + \epsilon^2)}{16\pi B} \quad (2)$$

Видно, что сечение безаннигиляционного развала σ_b в отличие от σ_{tot} , σ_{el} и σ_r очень резко зависит от B . При $B \approx 0,4 \text{ Фм}^2$ аннигиляция "выключена" ($\eta = 0$), поэтому $\sigma_b = \sigma_r$. С ростом B до наблюдаемого значения $B = 1,4 \text{ Фм}^2$ сечение σ_b убывает более чем на порядок. Однако с ростом B растет по формуле (2) и относительная величина сечения аннигиляции, достигая $\eta = 0,7$ при $B = 1,4 \text{ Фм}^2$. Поэтому рис. 1, иллюстрируя резкое подавление σ_b при больших B и η , еще не позволяет выбрать между двумя обсуждаемыми выше физическими картинами этого подавления.

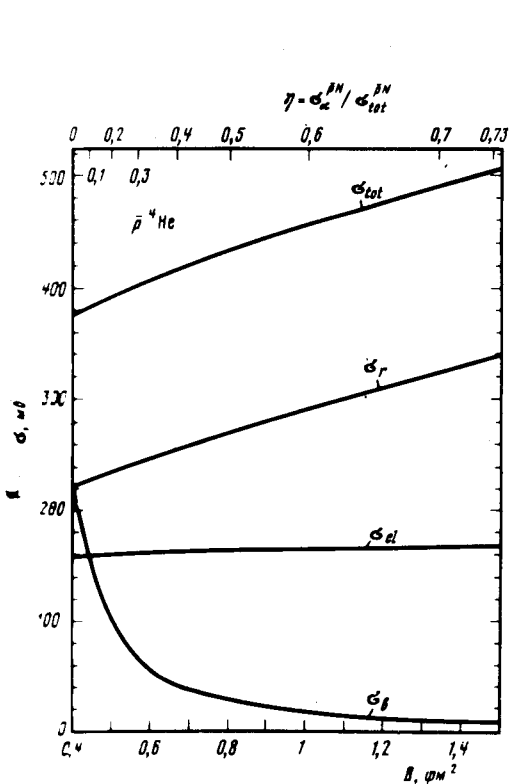


Рис. 1

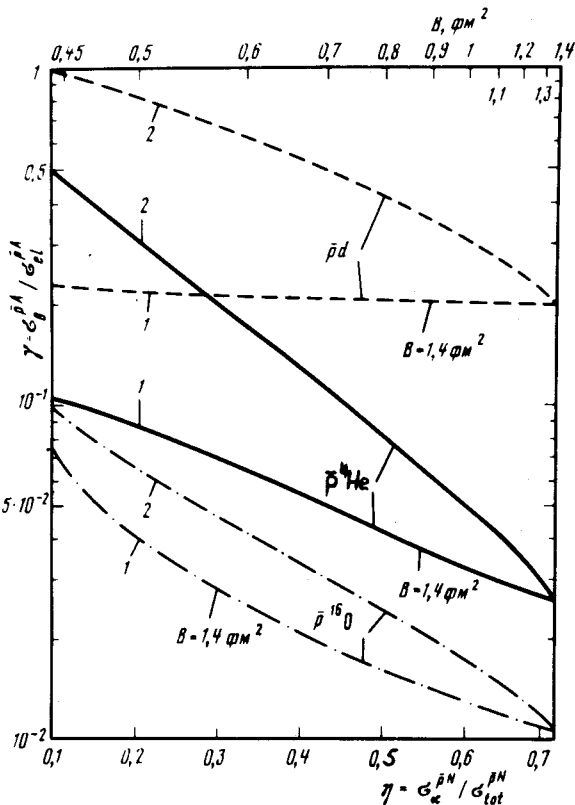


Рис. 2

Рис. 1. Сечения $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия как функции параметра наклона в $\bar{p}N$ -амплитуды при одновременном изменении относительной величины η сечения $\bar{p}N$ -аннигиляции по формуле (2) (верхняя шкала)

Рис. 2. Зависимость отношения $\gamma = \sigma_b^{\bar{p}A} / \sigma_{el}^{\bar{p}A}$ для различных ядер от относительной величины η сечения $\bar{p}N$ -аннигиляции: штриховые кривые — для d (умножены на 0,7), сплошные — для ^4He (умножены на 0,49), штрих-пунктирные — для ^{16}O (умножены на 0,105). Кривые 1 соответствуют фиксированному значению $B = 1,4 \text{ Фм}^2$, кривые 2 — изменению B в соответствии с формулой (2) при $\epsilon = 0$ (верхняя шкала)

На рис. 2 показана зависимость отношения $\gamma = \sigma_b^{\bar{p}A} / \sigma_{el}^{\bar{p}A}$ от относительной величины сечения аннигиляции η . Кривые 1 получены при фиксированном значении $B = 1,4 \text{ Фм}^2$, а выполнение соотношения (2) при изменении η достигалось за счет вариации величины ϵ . Кривые 2 получены при соотношении между η и B , определяемом формулой (2) при $\epsilon = 0$. Соответствующие значения B показаны на верхней шкале.

Видно, что в случае дейтрона (штриховые кривые) отношение γ при $B = \text{const}$ (кривая 1) почти не зависит от η . При одновременной вариации B и η отношение γ (кривая 2) быстро падает с ростом B . Это значит, что подавление сечения σ_b для дейтрона происходит не за счет большой величины сечения аннигиляции $\sigma_a^{\bar{p}N}$, а за счет большой величины параметра наклона B .

В случае ядра ${}^4\text{He}$ (сплошные кривые) отношение γ падает в 5 раз при изменении η от 0,1 до 0,7 и фиксированном значении B (кривая 1). При "включении" зависимости от B отношение γ падает в 20 раз (кривая 2). Следовательно, в случае ядра ${}^4\text{He}$ оба механизма подавления дают примерно одинаковый вклад.

Наконец, в случае ядра ${}^{16}\text{O}$ "включение" или "выключение" зависимости от B слабо влияет на поведение относительной величины сечения σ_b как функции η (штрих-пунктирные кривые 1 и 2 близки друг к другу). Поэтому подавление сечения σ_b для ядра ${}^{16}\text{O}$ определяется большой величиной сечения $\bar{p}N$ -аннигиляции.

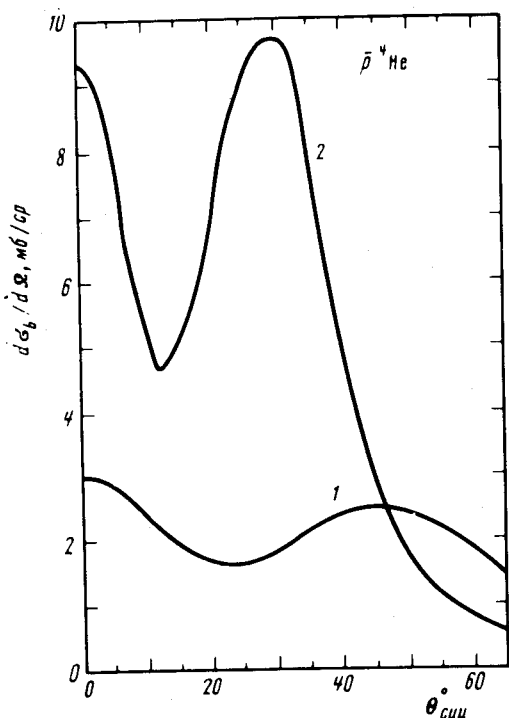


Рис. 3. Дифференциальные сечения в СЦИ без аннигиляционного развала ядра ${}^4\text{He}$ антипротонами с энергией 50 МэВ (кривая 1) и 180 МэВ (кривая 2)

Ядро	Энергия $T_{\bar{p}}$, МэВ	$\sigma_{tot}^{теор}$	$\sigma_{el}^{теор}$	$\sigma_r^{теор}$	$\sigma_r^{эксп}$	$\sigma_b^{теор}$	$\sigma_b^{эксп}$
${}^4\text{He}$	50	511	176	335	$293,7 \pm 9,1$ ссылка ³	9,8	$8,9 \pm 19,1$ ссылка ¹
	180	377	132	245	$239,2 \pm 5,0$ ссылка ²	15,7	$15,5 \pm 2,9$ ссылка ²
d	50	358	90	269	—	26,5	—
	180	259	63	196	—	32,5	—

В таблице приведены расчетные значения в миллибарнах $\bar{p}{}^4\text{He}$ и $\bar{p}d$ -сечений в сравнении с имеющимися экспериментальными данными. Параметры $\bar{p}N$ -амплитуд те же, что и в расчетах ⁵. Расчетные сечения σ_b и σ_r хорошо согласуются с экспериментальными значениями.

ми ^{1, 2} (кроме σ_r при $T_p = 50$ МэВ), а также с расчетными значениями при $T_p = 180$ МэВ из работы ². Значение σ_b для ⁴He меньше, чем для d и меньше расчетных значений ² σ_b для ¹²C и более тяжелых ядер.

На рис. 3 приведены предсказания для дифференциальных сечений безаннигиляционного развала ядра ⁴He антипротонами при энергиях 50 и 180 МэВ.

Выполненный анализ показывает, что первый из перечисленных выше механизмов подавления σ_b справедлив для дейтрона, а второй — для средних и тяжелых ядер. Смена первого механизма вторым с ростом A начинается очень рано — уже на ядре ⁴He, где оба механизма участвуют в подавлении σ_b приблизительно в равной мере.

Для более детального сравнения теории с экспериментом представляет интерес измерение сечений σ_b безаннигиляционного развала антипротонами разных ядер, а также дифференциальных сечений $d\sigma_b/d\Omega$.

Авторы выражают искреннюю благодарность О.Д.Далькарову за интерес к работе и полезные обсуждения. Один из авторов (В.А.К.) благодарит В.М.Колыбасова за стимулирующие дискуссии.

Литература

1. *Батусов Ю.А. и др.* Краткие сообщения ОИЯИ № 12-85, Дубна, 1985, с. 6.
2. *Balestra F. et al.* Phys. Lett., 1987, **194B**, 343.
3. *Glauber R.G.* Lectures in theoretical physics, vol. 1, 315 ed. by W.E.Brittin and L. G.Dunkam (Interscience, New York, 1959).
4. *Ситенко А.Г.* Украинский физич. журнал, 1959, **4**, 152.
5. *Далькаров О.Д., Карманов В.А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 288; ЖЭТФ, 1985, **89**, 1122; ЭЧАЯ, 1987, **18**, 1399; Phys. Lett., 1984, **147B**, 1; Nucl. Phys., 1985, **A445**, 579; *Далькаров О.Д., Карманов В.А., Трухов А.В.* ЯФ, 1987, **45**, 688.
6. *Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж., Бидзарри Р.* ЯФ, 1981, **33**, 795.
7. *Glauber R.G., Matthiae G.* Nucl. Phys., 1970, **B21**, 135.
8. *Колыбасов В.М., Маринов М.С.* УФН, 1973, **109**, 137.
9. *Balestra F. et al.* Phys. Lett., 1985, **165 B**, 265.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

ИИИ физики государственного университета
Ростов на Дону

Поступила в редакцию
16 декабря 1987 г.