

Исследование подпорогового образования K^- -мезонов в протон-ядерных столкновениях

А. В. Акиндинов, Ю. Т. Киселев, А. Н. Мартемьянов, К. Р. Михайлов, Э. Я. Парьев*, В. А. Смирнитский,
Ю. В. Терехов, М. М. Чумаков, В. А. Шейнкман

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

* Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 декабря 2006 г.

Измерены дифференциальные сечения образования K^- -мезонов протонами на ядрах Be, Al и Cu в подпороговой области энергий. Расчет в модели свертки, учитывающий три канала их рождения, удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Показано, что в образовании “жестких” K^- -мезонов основной вклад вносит прямой нерезонансный процесс. Получено свидетельство в пользу существования притягивающего K^- -оптического потенциала ~ 140 МэВ при нормальной ядерной плотности.

PACS: 21.30.+y, 25.40.-h

1. Введение. Изменение экспериментально наблюдаемых масс и ширин мезонов в ядерной среде является одним из наиболее интересных вопросов физики адронов. Считается, что большая часть адронной массы, которая существенно превышает суммарную массу составляющих токовых u , d и s кварков, генерируется в сильных взаимодействиях спонтанным нарушением киральной симметрии. Согласно теоретическим предсказаниям, в ядерной среде эта симметрия частично восстанавливается, что должно приводить к изменению свойств мезонов по сравнению с их вакуумными свойствами. Основываясь на этой концепции предсказано уменьшение масс ρ - и ω -мезонов до 20% при нормальной ядерной плотности [1, 2]. К настоящему времени появились две работы, свидетельствующие об уменьшении массы ω -мезона, рожденного в мишенях из меди и ниобия, от 9 до 14% при нормальной ядерной плотности [3, 4]. Результат получен путем восстановления инвариантной массы ω -мезона по продуктам его распадов в ядре.

В случае K^+ -мезонов величина модификации его массы определялась путем сравнения результатов расчета и экспериментов по измерению дифференциальных сечений образования K^+ -мезонов в pA -столкновениях в подпороговой и околопороговой областях энергий [5, 6]. При проведении расчетов величина потенциала служила свободным параметром. В работе [6] показано, что при нормальной ядерной плотности $\rho_0 = 0.17 \text{ ГэВ}^{-3}$ K^+ -мезон испытывает отталкивающий потенциал 20 ± 5 МэВ, эффективно увеличивающий его массу. Подобный результат был получен путем анализа данных по низкоэнергетическому рассеянию K^+ -мезонов на ядрах [7].

Преимущество измерений и расчетов в подпороговой области энергий определяется быстрым изменением функции возбуждения, сильной зависимостью расчетных сечений от величины потенциала, малым числом возможных каналов образования мезонов.

Имеющиеся экспериментальные данные указывают, что величина притягивающего K^- ядерного потенциала находится в диапазоне 50–200 МэВ [8–11]. Недавнее наблюдение узкого трибарионного состояния в реакции ${}^4\text{He}(K^-, p)X$ с остановленными K^- -мезонами свидетельствует в пользу глубокого притягивающего потенциала в легких ядрах [12]. По аналогии с K^+ -мезонами информацию о величине модификации массы K^- -мезона можно получить в pA -реакциях в подпороговой области энергий. Однако в литературе до последнего времени не было данных по образованию K^- -мезонов в pA -столкновениях ниже порога. Целью настоящей работы являлось получение таких данных, а также их анализ, учитывающий процессы образования K^- -мезонов. Предварительные и неполные результаты этой работы использовались в [13–15]. Недавно появились данные по образованию K^- -мезонов в pC - и pAu -столкновениях при кинетических энергиях $T_0 = 3.5$ и 2.5 ГэВ под углами от 40° до 56° . Данные и результаты транспортных вычислений согласуются, если K^- -ядерный потенциал порядка 80 МэВ при нормальной ядерной плотности (см. ниже [28]).

2. Экспериментальные результаты. В выполненной работе измерялись дифференциальные сечения образования K^- -мезонов под небольшим углом к протонному пучку. Такая кинематика использовалась в нашей работе [16], где в подпороговом образо-

вании K^+ -мезонов превалирует прямой механизм на легких и тяжелых ядрах [17].

В работе измерены дифференциальные сечения образования K^- -мезонов с импульсом 1.28 ГэВ/с под углом 10.5° к внутреннему протонному пучку ускорителя ИТЭФ. В качестве мишеней использовались тонкие фольги из Be, Al и Cu. Измерения выполнены в интервале энергий протонов от 2.92 до 2.25 ГэВ. Энергия протонного пучка была известна с точностью 6 МэВ. Соответствующие сечения приведены в табл.1. Ошибки в таблице не включают погрешности абсолютной нормировки данных, которая оценивается в 20%.

Таблица 1

Инвариантные сечения $E d^3\sigma/d^3p$ [нб.ГэВ $^{-2}$.ср $^{-1}$.с 3] рождения K^- -мезонов на ядрах Be, Al и Cu

T_0 , GeV	Be	Al	Cu
2.92	3830 ± 570	8760 ± 1300	12110 ± 1700
2.80	1800 ± 270	3795 ± 500	6305 ± 880
2.70	880 ± 130	1880 ± 280	2500 ± 370
2.60	380 ± 60	1000 ± 150	1615 ± 240
2.50	135 ± 24	350 ± 60	415 ± 75
2.45	80 ± 15		
2.40	40 ± 7	98 ± 17	197 ± 35
2.35	19.8 ± 3.6	57.5 ± 11	86 ± 17
2.30	9.0 ± 1.7	29 ± 10	
2.25	4.7 ± 1.1		

В данной работе также измерены дифференциальные сечения образования “жестких” π^\pm -мезонов на ядрах Be и Cu при энергиях 2.25 и 2.75 ГэВ. Эти данные использовались в расчетах образования K^- -мезонов. Подробное описание установки дано в [16].

3. Анализ экспериментальных данных. При подпороговых энергиях рождение K^- -мезонов в pA -столкновениях может происходить благодаря фермидвижению ядерных нуклонов в четырех различных процессах, имеющих наимизшие пороги:

$$1. p + N_1 \rightarrow NNKK^- \quad (1)$$

$$2. p + N_1 \rightarrow NN\pi + \pi N_2 \rightarrow NKK^-, \quad (2)$$

$$3. p + N_1 \rightarrow pN\phi + \phi \rightarrow K^+K^-, \quad (3)$$

$$4. p + N_1 \rightarrow NKY \text{ и } YN_2 \rightarrow NKK^-, \quad (4)$$

где $K - K^+$ - или K^0 -мезон, $Y - \Lambda$ -, Σ^0 -, Σ^- -гипероны, а N_1 , N_2 – внутриядерные нуклоны. Соотношение между вкладками этих процессов в сечение образования K^- -мезонов зависит от конкретных экспериментальных условий. В нашей работе пороговая энергия образования “жестких” K^- -мезонов в NN -столкновениях – 2.99 ГэВ, что на 0.5 ГэВ превышает абсолютный порог их рождения. “Жесткость” де-

тектируемых K^- -мезонов влечет необходимость образования в процессах (2)–(4) промежуточных π , ϕ -мезонов и гиперонов больших импульсов. Расчеты сечений образования на ядрах Be и Cu K^- -мезонов в процессах (1)–(3) выполнены в модели свертки, связывающей сечения в pA -столкновениях с сечениями в pN элементарных взаимодействиях при равных энергиях столкновения. Сечения образования K^- -мезонов на протонах и нейтронах полагались равными. В этой модели прямое нерезонансное сечение образования (ПНСО) под малым углом K^- -мезона с полной энергией E_{K^-} и импульсом p_{K^-} на ядре с массовым числом A в процессе (1) записывается в виде [18]

$$E_{K^-} \frac{d\sigma(\mathbf{P}_0)_{pA \rightarrow K^-X}^{\text{prim}}}{d\mathbf{P}_{K^-}} = \left[2\pi A \int_0^\infty b db \int_{-\infty}^\infty dz \rho(\sqrt{z^2 + b^2}) \times \right. \\ \times \exp A \left(-\sigma_{pN}^{\text{in}} \int_{-\infty}^z \rho(\sqrt{b^2 + x^2}) dx - \sigma_{K^-N}^{\text{tot}} \times \right. \\ \left. \left. \times \int_z^\infty \rho(\sqrt{b^2 + x^2}) dx \right) \right] \times \\ \times \left[\int d\mathbf{q} n(\mathbf{q}) E_{K^-} \frac{d\sigma(\sqrt{S}, \mathbf{P}_{K^-})_{pN \rightarrow NNKK^-}^{NR}}{d\mathbf{P}_{K^-}} \right]. \quad (5)$$

Выражение в первой квадратной скобке описывает ослабление протонного пучка и поглощение K^- -мезонов, вылетающих из ядра. Здесь $\rho(r)$ – нормированная на единицу ядерная плотность, а $\sigma_{pN}^{\text{in}} = \sigma_{K^-N}^{\text{tot}} = 30$ мбн – величины неупругого свободного pN -сечения и полного сечения в K^-N -взаимодействиях. Полагалось, что соответствующие сечения на протонах и нейтронах одинаковы.

Плотность для ядра Be задавалась осцилляторным распределением, а для Cu – двухпараметрическим фермиевским распределением [15]. Величина σ_{pN}^{in} , используемая вместо σ_{pN}^{tot} для описания ослабления протонного пучка, допускает небольшие потери энергии в упругих столкновениях. Во второй квадратной скобке инклюзивное сечение образования K^- -мезонов в процессе (1) $E_{K^-} [d\sigma(\sqrt{S}, \mathbf{P}_{K^-})_{pN \rightarrow NNKK^-}^{NR} / d\mathbf{P}_{K^-}]$ определяется при энергии столкновения \sqrt{S} , равной

$$S = (E_0 + \omega)^2 - (\mathbf{P}_0 + \mathbf{q})^2, \quad (6)$$

где E_0 и \mathbf{P}_0 – полная энергия и импульс налетающего протона, а ω и \mathbf{q} – те же величины для нуклона ядра, с которым произошло столкновение. Связь полной энергии ω немассового ядерного нуклона и его импульса \mathbf{q} задавалась соотношением

$$\omega = m_N - \mathbf{q}^2 / 2M_{A-1} - \varepsilon, \quad (7)$$

где m_N – масса нуклона, M_{A-1} – масса невозбужденного ядра-отдачи, а энергия отделения ϵ полагалась равной 2 МэВ. Выражение в этой скобке связывает сечение рождения K^- -мезона в столкновении протона с немассовым нуклоном с вероятностью найти в ядре нуклон, энергия и импульс которого обеспечат энергию столкновения \sqrt{S} (6). Эта вероятность или импульсное распределение внутриядерных нуклонов было ранее получено нами фитированием сечений образования K^+ -мезонов в pA -реакциях в около и подпороговой областях энергий вплоть до $q \sim 600$ МэВ/с [16]. Импульсное распределение $n(\mathbf{q})$ задавалось в виде

$$n(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}(1+h)} \times \left[\frac{1}{\sigma_1^3} \exp\left(\frac{-q^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{h}{\sigma_2^3} \exp\left(\frac{-q^2}{2\sigma_2^2}\right) \right], \quad (8)$$

$$4\pi \int n(\mathbf{q})q^2 dq = 1.$$

Для ядер Ве и Си величина $h = 0.12$, $\sigma_2 = 220$ МэВ/с, $\sigma_1 = 132$ и 146 МэВ/с для ядер Ве и Си, соответственно. Нерезонансное сечение рождения K^- -мезона на нуклоне ядра предполагалось равным соответствующему сечению в pp -реакции на массовой поверхности, вычисленному для той же энергии столкновения \sqrt{S} [19–21]. В нашем подходе это сечение определялось выражением

$$E_{K^-} \frac{d\sigma(\sqrt{S}, \mathbf{P}_{K^-})_{pN \rightarrow NNKK^-}^{NR}}{d\mathbf{p}_{K^-}} = \sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow NNKK^-}^{NR} \frac{I_3(S, m_K, m_N, m_N)}{2I_4(S, m_K, m_K, m_N)}, \quad (9)$$

где $\sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow NNKK^-}^{NR}$ – полное нерезонансное сечение образования K^- -мезонов в реакции (1), I_3 и I_4 – трех- и четырехчастичные фазовые объемы этой реакции, m_K – масса K -мезона, а величина S_{NNK} есть квадрат массы недетектируемой NNK -системы. В расчетах использовались два варианта задания $\sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow NNKK^-}^{NR}$. В первом из них использовалось соотношение

$$\sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow NNKK^-}^{NR} = \sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow NNKK^-} - \sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow pN\phi} BR_{\phi \rightarrow K^+K^-}, \quad (10)$$

где $\sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow NNKK^-}$ и $\sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow pN\phi}$ – полные сечения образования K^- - и ϕ -мезонов, $BR_{\phi \rightarrow K^+K^-}$ (M_ϕ) ≈ 0.5 [22]. Сечение $\sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow NNKK^-}$ задавалось параметризацией, описывавшей данные по образованию K^- -мезонов в pp -столкновении [15]. Сечение образования ϕ -мезонов описывалось трехчастичным фазовым объемом, причем квадрат матричного элемента

был подобран в соответствии с результатом работы [23]. Во втором варианте полное нерезонансное сечение рождения K^- -мезонов задавалось выражением

$$\sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow NNKK^-}^{NR} = 300 \left(1 - \frac{S_0}{S}\right)^3 \cdot \left(\frac{S_0}{S}\right)^{0.8} \quad (\text{мбн}), \quad (11)$$

полученным в адронной модели, учитывающей пионный и каонный обмены [24]. В (11) $\sqrt{S_0} = 2m_N + 2m_K$.

Выполненные расчеты показали, что доля ПНСО K^- -мезонов по сравнению с экспериментальными сечениями при использовании параметризации [15] на ядре Ве ~ 75 –80%, а на ядре Си ~ 60 –70%. Сечения, при вычислении которых использовалась параметризация [24], составляют 50–60% от сечений, найденных в первом варианте.

Процесс образования K^- -мезона через промежуточный пион (2) предполагает, что на первом шаге протон на нуклоне ядра рождает пион, который в расчетах предполагался находящимся на массовой поверхности. Затем этот пион на другом нуклоне того же ядра рождает K^- -мезон с импульсом 1.28 ГэВ/с. Этот процесс энергетически возможен на свободном нуклоне, если импульс пиона превышает 2.11 ГэВ/с. Как указывалось ранее, спектры “жестких” π^\pm -мезонов при энергиях $T_0 = 2.25$ и 2.75 ГэВ на ядрах Ве и Си были измерены в процессе выполнения работы и параметризованы зависимостью (в мбн·ГэВ $^{-2}$ ·с 3)

$$E_\pi \frac{d\sigma(\mathbf{P}_0)_{pA \rightarrow \pi x}}{d\mathbf{p}_\pi} = a(X_F^R)^b (1 - X_F^R)^{c+d} X_F^R + e p_\perp^2, \quad (12)$$

где

$$X_F^R = \frac{p^x}{p_{\text{max}}^x} = \frac{\sqrt{(p_\parallel^x)^2 + p_\perp^2}}{p_{\text{max}}^x}. \quad (13)$$

В (13) p_\parallel^x и p_\perp – продольная и поперечная составляющие импульса пиона в системе центра масс протон – ядро, а p_{max}^x – его максимальный импульс в этой системе. Численные значения коэффициентов в (12) приведены в табл.2

Таблица 2

Реакция	a	b	c	d	e
$p\text{Ве} \rightarrow \pi^+ x$	220	0	3	0	3
$p\text{Ве} \rightarrow \pi^- x$	130	0	3	0	5
$p\text{Си} \rightarrow \pi^+ x$	3650	4	2	2	3
$p\text{Си} \rightarrow \pi^- x$	2460	4	2	2.2	5

Сечение рождения π^0 -мезонов предполагалось равным полусумме соответствующих сечений образования π^+ и π^- на ядре. Как следует из (12) с

ростом “жесткости” пионов ($X_F^R \rightarrow 1$), сечение их рождения падает не слабее, чем $(1 - X_F^R)^{3.5}$. Эти сечения использовались для вычисления сечений образования K^- -мезонов в процессе (2)

$$E_{K^-} \frac{d\sigma(\mathbf{P}_0)_{pA \rightarrow K^- X}^{\text{sec}}}{d\mathbf{P}_{K^-}} = \frac{I_\nu}{I'_\nu} \sum_{\pi^\pm, \pi^0} \int d\left(\frac{\mathbf{P}_\pi}{P_\pi}\right) \int P_\pi^2 dP_\pi \frac{d\sigma(\mathbf{P}_0)_{pA \rightarrow \pi X}}{d\mathbf{P}_\pi} \times \int d\mathbf{q} n(\mathbf{q}) E_{K^-} \frac{d\sigma(\sqrt{S_\pi}, \mathbf{P}_{K^-})_{\pi N \rightarrow NKK^-}}{d\mathbf{P}_{K^-}}. \quad (14)$$

В (14) величина I_ν/I'_ν есть отношение вероятностей выйти из ядра K^- -мезону и пиону [15], внутренний интеграл имеет тот же смысл, что и внутренний интеграл в (5) с заменой протона на пион. В (14) сечение образования K^- -мезона пионом описывалось выражением

$$E_{K^-} \frac{d\sigma(\sqrt{S_\pi}, \mathbf{P}_{K^-})_{\pi N \rightarrow NKK^-}}{d\mathbf{P}_{K^-}} = \sigma(\sqrt{S_\pi})_{\pi N \rightarrow NKK^-} \times \frac{I_2(S_{KN}, m_K, m_N)}{2I_3(S_\pi, m_K, m_N)}; \quad (15)$$

здесь I_2 и I_3 – двух- и трехчастичные фазовые объемы реакции $\pi + N_2 \rightarrow NKK^-$, S_{KN} – квадрат энергии ненаблюдаемой KN -системы. Полное сечение $\sigma(\sqrt{S_\pi})_{\pi N \rightarrow NKK^-}$ аппроксимировалось выражением, предложенным в [25]. Выражение для S_π получается заменой в (6) энергии и импульса налетающего протона на соответствующие пионные величины. В

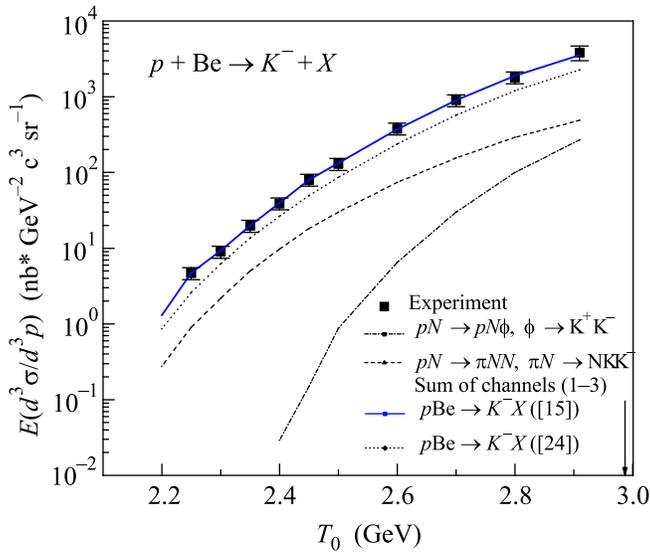


Рис.1. Зависимость сечения образования K^- -мезонов в $p\text{Be}$ -реакции от энергии протонов

расчетах учтены следующие элементарные подпроцессы образования K^- -мезонов: $\pi^+ n \rightarrow pK^+ K^-$, $\pi^- p \rightarrow nK^+ K^-$, $\pi^- p \rightarrow pK^0 K^-$, $\pi^- n \rightarrow nK^0 K^-$, $\pi^0 p \rightarrow pK^+ K^-$, $\pi^0 n \rightarrow nK^+ K^-$ и $\pi^0 n \rightarrow pK^0 K^-$. Вычисления показали, что вклад процесса (2) увеличивается с уменьшением энергии протонного пучка с 14 до 24% на ядре Ве и с 25 до 34% на ядре Си (см. рис.1, 2) от измеренных сечений.

Одним из процессов рождения K^- -мезонов, имеющих наименьший порог, является образование в pA -столкновениях ϕ -мезона и его последующий распад на K^+ - и K^- -мезоны (3). K^- -мезоны с импульсом 1.28 ГэВ/с могут возникать из распадов ϕ -мезонов, чей импульс превышает 2 ГэВ/с, причем их основная доля рождается вне ядра. Сечение образования K^- -мезонов в процессе (3) описывалось выражением [20, 26]

$$E_{K^-} \frac{d\sigma(\mathbf{P}_0)_{pA \rightarrow \phi X, \phi \rightarrow K^- K^+}}{d\mathbf{P}_{K^-}} = \left[2\pi A \int_0^\infty b db \int_{-\infty}^\infty dz \rho(\sqrt{z^2 + b^2}) \times \exp\left(-\sigma_{pN}^{in} A \int_{-\infty}^z \rho(\sqrt{b^2 + x^2}) dx - \sigma_{\phi N}^{\text{tot}} A \int_z^\infty \rho(\sqrt{b^2 + x^2}) dx\right) \right] \times \left[\left(\frac{M_\phi}{m_K}\right)^2 BR_{\phi \rightarrow K^- K^+} \times \int \frac{d\Omega_\phi^*}{4\pi} \int d\mathbf{q} n(\mathbf{q}) E_\phi \frac{d\sigma(\sqrt{S}, \mathbf{P}_\phi)_{pN \rightarrow pN\phi}}{d\mathbf{P}_\phi} \right]. \quad (16)$$

Здесь $E_\phi [d\sigma(\sqrt{S}, \mathbf{P}_\phi)_{pN \rightarrow pN\phi} / d\mathbf{P}_\phi]$ – сечение рождения ϕ -мезона на внутриядерном нуклоне, а $\sigma_{\phi N}^{\text{tot}}$ – сечение его поглощения, равное 8.3 мбн [27], Ω_ϕ^* – телесный угол ϕ -мезона в системе покоя детектируемого антикаона. Аналогично (15), это сечение описывалось трехчастичным фазовым объемом, нормированным на полное сечение реакции $pN \rightarrow pN\phi$:

$$E_\phi \frac{d\sigma(\sqrt{S}, \mathbf{P}_\phi)_{pN \rightarrow pN\phi}}{d\mathbf{P}_\phi} = \sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow pN\phi} \times \frac{I_2(S_{NN}, m_N, m_N)}{2I_3(S, M_\phi, m_N, m_N)}. \quad (17)$$

Выбор параметризации для сечения $\sigma(\sqrt{S})_{pN \rightarrow pN\phi}$ был описан при анализе прямого механизма рождения.

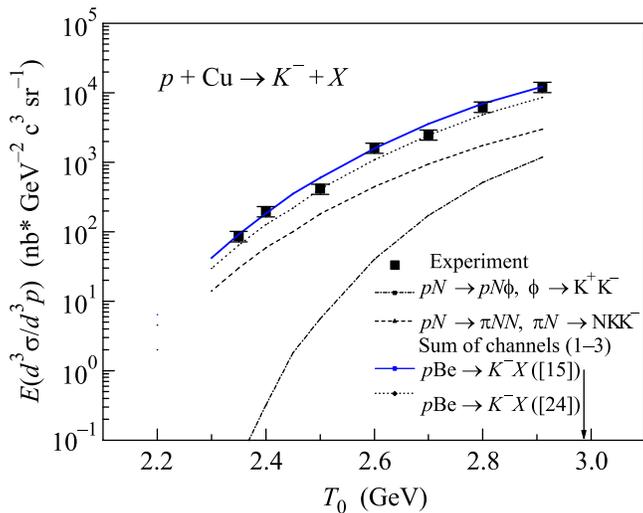


Рис. 2. Зависимость сечения образования K^- -мезонов в pCu -реакции в зависимости от энергии протонов

Результаты расчета вклада процесса (3) представлены на рис.1, 2. Видно, что вклад резонансного канала мал при энергиях, меньших 2.6 ГэВ, и достигает 8–9% от измеренных сечений при $T_0 = 2.92$ ГэВ. Несущественная роль резонансного процесса в данной работе непосредственно связана с большой величиной импульса ϕ -мезона. Такие ϕ -мезоны в изученном интервале энергий оказываются подпороговыми, причем для их образования в процессе $pN \rightarrow pN\phi$ необходимо столкновение с нуклоном ядра, несущим бóльший импульс, чем в прямом процессе $pN \rightarrow NNK^-$. В то же время полные сечения нерезонансного и резонансного образований K^- -мезона на водороде одинаковы вблизи порога реакции [23].

Помимо рассмотренных процессов (1)–(3), образование K^- -мезонов возможно в двухступенчатом процессе (4). Этот канал открывается в pN -столкновениях при энергиях протонов, больших 1.74 ГэВ; у порога импульсы K^- -мезонов не превышают 0.35–0.4 ГэВ/с. Вклад указанного канала учтен в [28]. В этой работе измерены и описаны в транспортной модели спектры K^- -мезонов, вылетающих под углами от 40° до 56° к протонному пучку с энергией $T_0 = 2.5$ ГэВ, ядра-мишени С и Au. Импульсы K^- -мезонов изменялись от 0.3 до 0.6–0.8 ГэВ/с. Согласно выполненным расчетам доля процесса (4) достигала половины суммарного расчетного сечения на ядре Au и уменьшалась до 20% на ядре С, что связано с уменьшением вероятности второго столкновения на легком ядре.

Чтобы избежать модельных оценок сечения реакции $YN \rightarrow NNK^-$, используемых в [28], сравним отношения вкладов гиперонного канала (4) к ПНСО (1)

в нашей работе и в [28]. В подпороговых реакциях этот канал можно характеризовать величиной $|q_{\min}|$ импульса внутриядерного нуклона. Величина $|q_{\min}|$ определяет порог реакции и может быть найдена из соотношения

$$S_{NNK} = S + m_{K^-}^2 - 2(E_0 + \omega)E_{K^-} + 2(\mathbf{P}_0 + \mathbf{q}_{\min})\mathbf{P}_{K^-} = (2m_N + m_K)^2. \quad (18)$$

Оценки, использующие выражения (5)–(9), показали, что ПНСО K^- -мезонов, имеющих близкие пороги, отличаются в обсуждаемых работах всего в 1.5–2 раза при изменении самих сечений на 2–3 порядка. Поэтому полагаем, что равным $|q_{\min}|$ соответствуют слабо отличающиеся сечения прямого процесса. Возвращаясь к гиперонному каналу, введем величину X_F^{RY} , характеризующую минимальную величину импульса гиперона, необходимого для рождения K^- -мезона. Эта величина определяется соотношением (13) с заменой пиона на гиперон. Кажется правдоподобным, что инвариантные сечения образования гиперонов в процессе $pA \rightarrow YX$ с ростом X_F^{RY} убывают не слабее, чем

$$E_Y \frac{d\sigma(\mathbf{P}_0)_{pA \rightarrow YX}}{d\mathbf{P}_Y} \sim (1 - X_F^{RY})^{3.5}. \quad (19)$$

Так, или еще сильнее, убывают с ростом X_F^{Ri} ($i = K^\pm$ -мезоны, π^\pm -мезоны) соответствующие сечения образования K^- - и π^\pm -мезонов в данной работе, сечения рождения K^- -мезонов в [28], сечения генерации K^+ -мезонов при энергии 1.71 ГэВ, измеренные в интервале импульсов 0.6–1.3 ГэВ/с [29]. Величины X_F^{RY} нашей работе существенно больше, чем в [28], при одинаковых $|q_{\min}|$ или близких сечениях прямого процесса, см. рис.3. Рисунок практически не меняется для ядер от Be до Cu (величины X_F^{RY} определены для столкновения гиперона с ядерным нуклоном, имеющим импульс $q = 0.15$ ГэВ/с). Сравнение сечений с помощью выражения (19) показывает, что при не сильно различающихся ПНСО K^- -мезонов вклад гиперонного канала в нашей работе на порядок меньше аналогичного вклада в [28].

4. Обсуждение. На рис.1 и 2 сравниваются результаты выполненного расчета и полученные экспериментальные данные. Суммарный вклад процессов (1)–(3) представлен двумя кривыми, отвечающими разным параметризациям нерезонансного процесса (1) (рис.1 и 2, две верхние кривые). Расчетная кривая проходит через экспериментальные точки при использовании параметризации [15], сечения на 30–40% меньше во втором варианте [24]. Оба описания представляются в равной степени удовлетво-

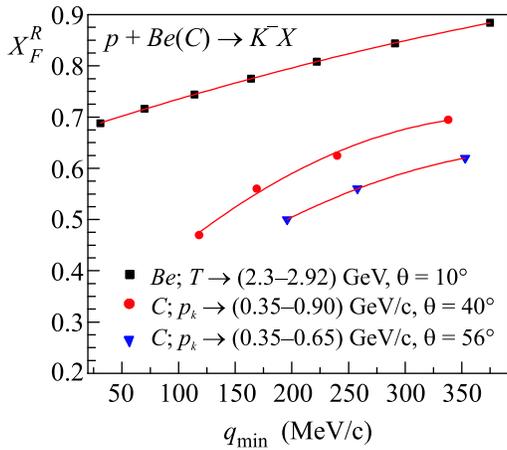


Рис.3. Зависимость X_F^{RY} для промежуточных гиперонов от $|q_{\min}|$ в данной работе и в [28]

рительными, поскольку и используемая модель расчета и скудные данные о полных сечениях реакций $pN \rightarrow K^-X$ и $\pi N \rightarrow K^-X$ не предполагают лучшей точности расчета. При детектировании “жестких” K^- -мезонов под малым углом к протонному пучку доля ПНСО превышает 60% суммарного расчетного сечения во всем диапазоне энергий измерения. Вклады двухступенчатых процессов возрастают с уменьшением импульса K^- -мезонов [15] и с ростом угла их вылета. Величина X_F^{Ri} , определяющая минимальный импульс промежуточного адрона, уменьшается в этих случаях и, согласно (19), сечение образования K^- -мезонов быстро возрастает. Усиление роли двухступенчатых процессов характеризуется A^α -зависимостью экспериментальных сечений. Показатель $\alpha = 0.67 \pm 0.06$ в нашей работе и возрастает до величины $\alpha = 0.83 \pm 0.04$ в [28] в одинаковом интервале q_{\min} , определяющем “глубину” подпороговой реакции.

При описании данных использовалось импульсное распределение нуклонов в ядрах $n(q)$, полученное фитированием измеренных сечений подпорогового образования K^+ -мезонов, импульс и угол вылета которых такие же, как у K^- -мезонов в данной работе. Достаточно хорошее описание выходов K^- -мезонов показывает, что выбранное $n(q)$ одинаковым образом учитывает влияние потенциала ядра на участвующие в реакции нуклоны. Отметим, что в расчетах массы всех рождающихся адронов принимались равными их вакуумным массам.

Для вакуумных масс нуклонов и постоянного отталкивающего потенциала в 22 МэВ, действующего на K^+ -мезон, была получена зависимость сечения прямого процесса образования K^- -мезона от его эффективной массы. Для энергий протонного пуч-

ка 2.35, 2.5 и 2.7 ГэВ эта зависимость представлена на рис.4. По оси Y отложено отношение сечения образования K^- -мезона, полученное с учетом эф-

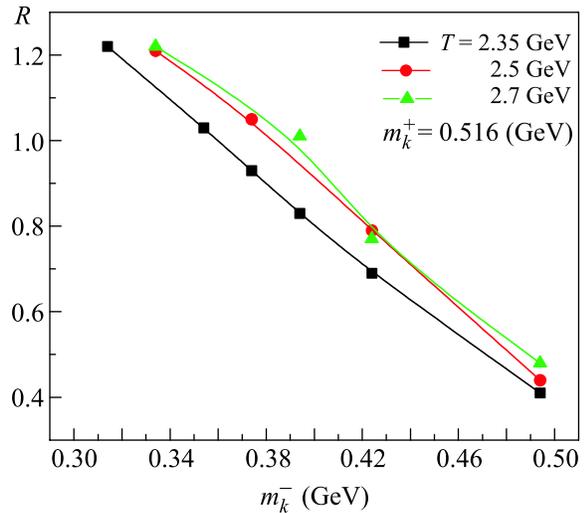


Рис.4. Отношения сечений образования K^- -мезонов в прямом процессе, учитывающие “эффективные” массы K^\pm -мезонов к аналогичным сечениям с их вакуумными массами в зависимости от массы k^- -мезона

фективных масс K^+ - и K^- -мезонов, к аналогичному сечению с их вакуумными массами в зависимости от массы K^- -мезона. Это отношение ~ 1 , когда масса K^- -мезона уменьшается на 110–140 МэВ. Последнее свидетельствует, что K^- -ядерный потенциал ~ 140 МэВ при плотности, составляющей 0.8–0.9 нормальной ядерной плотности [28].

Авторы благодарят Д.Б. Малькевича за помощь в подготовке публикации. Работа поддержана Росатомом РФ.

1. G. E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett **66**, 2720 (1991).
2. G. E. Brown and M. Rho, Phys. Rep. **363**, 85 (2002).
3. D. Trnka, G. Anton, J. C. S. Bacelar et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 192303 (2005).
4. M. Naruki, H. Funahashi, Y. Fukao et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 092 301 (2006).
5. M. Buscher, V. Koptev, M. Nikipelov et al., Eur. Phys. J. A **22**, 301 (2004).
6. Z. Rudy, W. Cassing, L. Jarczyk et al., Eur. Phys. J. A **23**, 379 (2005).
7. M. Lutz, A. Steiner, and E. Weise, Nucl. Phys. A **574**, 755 (1994).
8. C. J. Batty, E. Friedman, A. Gal et al., Phys. Rep. **287**, 385 (1997).
9. E. Friedman, A. Gal, J. Mares, and A. Cieply, Phys. Rev. C **60**, 024314 (1999).

10. A. Cieply, E. Friedman, A. Gal, and J. Mares, Nucl. Phys. A **696**, 173 (2001).
11. A. Ramos and E. Oset, Nucl. Phys. A **671**, 481 (2000).
12. T. Suzuki, H. Bhang, G. Franklin et al., Phys. Lett. B **597**, 263 (2004).
13. A. Akindinov, Yu. Kiselev, A. Martemyanov et al., Preprint ITEP **41-99** (1999).
14. Yu. Kiselev, A. Akindinov, L. Brovkin et al., J. Phys. G **25**, 381 (1999).
15. E. Paryev, Eur. Phys. J. A **9**, 521 (2000).
16. A. Akindinov, Yu. Kiselev, A. Martemyanov et al., JETP Lett. **72**, 100 (2000).
17. E. Paryev, Eur. Phys. J. A **5**, 307 (1999).
18. Yu. Kiselev and E. Paryev, nucl.-th/0601036.
19. O. Benhar, nucl.-th/0307061.
20. Y. Nara, A. Ohnishi, T. Harada et al., Nucl. Phys. A **614**, 433 (1997).
21. E. Paryev, Phys. At. Nucl. **69**, 721 (2006).
22. Donald E. Groom, M. Aguilar-Benitez, C. Amsler et al. (PDG), Eur. Phys. J. C **15**, 1 (2000).
23. F. Balestra, Y. Bedfer, R. Bertini et al., Phys. Lett. B **468**, 7 (1999).
24. A. Sibirtsev, H. Muller, C. Schneidereit et al., Z. Phys. A **351**, 101 (1995).
25. S. Efremov and E. Paryev, Z. Phys. A **351**, 447 (1995).
26. E. Paryev, Eur. Phys. J. A **23**, 453 (2005).
27. T. Ishikawa, D. S. Ahn, J. K. Ahn et al., Phys. Lett. B **608**, 215 (2005).
28. W. Scheinast, I. Boettcher, M. Debowski et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 072301 (2006).
29. Ю. Т. Киселев, М. М. Фирозабади, В. И. Ушаков, Препринт ИТЭФ-**56-96** (1996).