

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ЭФФЕКТА $a_0 - f_0$ СМЕШИВАНИЯ В РЕАКЦИИ $pn \rightarrow da_0$

А.Е.Кудрявцев¹⁾, В.Е.Тарасов¹⁾

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 сентября 2000 г.

Показано, что при наличии нарушающего изоспин смешивания a_0^0 - и f_0 -мезонов возникает угловая асимметрия вперед – назад в реакции $pn \rightarrow da_0^0$. Этот эффект усилен вблизи порога реакции. Произведены оценки асимметрии в рамках модели, в которой $a_0^0 - f_0$ -смешивание возникает за счет виртуального $\pi^0 \leftrightarrow \eta$ перехода и за счет разности масс заряженных и нейтральных K -мезонов в распадных каналах. Для угловой асимметрии в реакции $pn \rightarrow da_0^0$ вблизи порога получена значительная величина порядка $8 \div 15\%$.

PACS: 13.60.Le, 13.75.-n, 14.40.Cs

Природа легчайших скаляров a_0 (980) ($I^G J^{PC} = 1^- 0^{++}$) и f_0 (980) ($0^+ 0^{++}$), практически вырожденных по массе, в настоящее время является одной из важнейших проблем физики адронов. Существуют различные предположения о структуре этих мезонов, от стандартных $q\bar{q}$ -состояний [1] и их модификаций (см., например, [2] и ссылки там же) до 4-кварковых конфигураций [3] и легчайших скаляров как "миньонов" в модели конфайнмента Грибова [4]. С вопросом о структуре a_0 - и f_0 -мезонов тесно связан и вопрос о величине $a_0 - f_0$ -смешивания.

В случае близкой структуры a_0 - и f_0 -мезонов это смешивание, нарушающее изоспин, может быть большим. Наряду с прямым переходом $a_0^0 \leftrightarrow f_0$, возникающим за счет нарушения изоспина в кварковом секторе, возможно также смешивание этих мезонов за счет нарушающего изоспин взаимодействия в распадных каналах. Различные механизмы смешивания представлены на рис.1. Заметим, что вершина прямого $a_0^0 - f_0$ -взаимодействия на рис.1a зависит от кваркового содержания модели для скалярных мезонов и должна быть извлечена из опыта. В то же время смешивание за счет распадных процессов, изображенных на рис.1b и рис.1c, может быть оценено достаточно надежно.

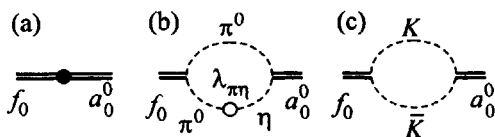


Рис.1. Различные типы взаимодействий, приводящих к $a_0^0 - f_0$ -смешиванию: (а) прямое (или контактное); (b) за счет виртуального перехода $\pi^0 \leftrightarrow \eta$; (с) за счет разности масс K^{\pm} - и K^0 -мезонов

Одним из удобных процессов для изучения смешивания $a_0^0 - f_0$ является реакция рождения нейтрального a_0 -мезона

$$pn \rightarrow da_0^0. \tag{1}$$

Отметим, что в случае сохранения изоспина угловая асимметрия вперед – назад в реакции (1) отсутствует. Как будет показано ниже, обнаружение этой асимметрии

¹⁾ e-mail: kudryavtsev@vxitep.itep.ru, tarasov@vxitep.itep.ru

должно свидетельствовать о присутствии нарушающего изоспин смешивания $a_0^0 - f_0$, а эффект асимметрии должен быть усилен вблизи порога реакции (1).

Заметим, что в случае сохранения изоспина изовекторный a_0 -мезон в реакции (1) может рождаться вблизи порога лишь в P -волне по отношению к дейтрону. В то же время в случае рождения изоскалярного f_0 -мезона в реакции



конечный орбитальный момент (L) системы (df_0) может быть равен нулю. Данное наблюдение следует из законов сохранения изоспина (I), четности (P) и полного углового момента (J). Возможные значения квантовых чисел для реакций (1) и (2) при наименьшем значении орбитального момента конечной системы (P - и S -волны для систем (da_0^0) и (df_0), соответственно) приведены в таблице. Через S обозначен суммарный спин системы. Представленные в таблице квантовые числа совместимы с требованием антисимметрии системы по начальным фермионам.

	$pn \rightarrow da_0$	$pn \rightarrow df_0$		
I	1	1	0	0
S	1	1	1	1
L	1, 3	1	0, 2	0
P	-1	-1	1	1

Таким образом, в случае сохранения изоспина реакции (1) и (2) имели бы различные энергетическую и угловую зависимости. В частности, в случае рождения стабильных мезонов вблизи порога

$$\sigma(pn \rightarrow da_0^0) \sim Q^{3/2}, \quad \sigma(pn \rightarrow df_0) \sim Q^{1/2} \quad (Q = \sqrt{s} - m_d - \bar{m}), \quad (3)$$

где Q – энергывыделение над соответствующим порогом, \sqrt{s} – полная энергия в СЦМ, m_d и \bar{m} – массы дейтрона и мезона.

Предположим теперь, что существует идущий с нарушением изотопического спина переход $f_0 \rightarrow a_0^0$. Тогда в идентифицируемой реакции (1) возможно рождение a_0 -мезона в S -волне по отношению к конечному дейтрону. Как видно из таблицы, начальное спиновое состояние нуклонов для обеих реакций $pn \rightarrow da_0^0$ и $pn \rightarrow df_0 \rightarrow da_0^0$ является одним и тем же ($S = 1$). Поэтому амплитуда основного процесса (1) в P -волне интерферирует с нарушающим изоспин процессом $pn \rightarrow df_0 \rightarrow da_0^0$, идущим в S -волне. Вследствие этой интерференции в процессе (1) возникает асимметрия относительно вылета a_0 -мезона вперед – назад. При этом процесс без нарушения изоспина энергетически подавлен в области малых Q , как это следует из соотношений (3). Поэтому вблизи порога угловая асимметрия рождения a_0 -мезона может быть велика²⁾.

Асимметрию A для реакции (1) определим соотношением

$$A = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}, \quad \sigma_{\pm} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(z = \pm 1), \quad z = \cos \theta, \quad (4)$$

где θ – полярный угол вылета a_0^0 -мезона по отношению к начальному пучку в СЦМ.

Для численных оценок асимметрии A рассмотрим сначала вершину Λ_{df} перехода $a_0^0 \rightarrow f_0$, определяемую диаграммой рис.1б. Эта диаграмма содержит вершину $\lambda_{\pi\eta}$

²⁾ Заметим, что в случае реакции $pn \rightarrow d\pi^0$, обсуждаемой в работе [5], угловая асимметрия сечения вблизи порога оказывается, наоборот, подавленной. Причиной подавления является то, что процесс без нарушения изоспина идет с рождением ($d\pi^0$)-системы в S -волне.

перехода $\pi^0 \leftrightarrow \eta$, которая известна из теоретического анализа реакции $\eta \rightarrow 3\pi^0$ [6] (см. также [5]). В качестве оценки положим $\lambda_{\pi\eta} \simeq -5000 \text{ МэВ}^2$, что есть усредненное по работам [5, 6] теоретическое значение. Обозначим вклад в Λ_{af} от процесса рис.1b через $\Lambda_{\pi\eta}$. Прямое вычисление диаграммы рис.1b дает:

$$\Lambda_{\pi\eta} = \frac{\lambda_{\pi\eta} g_{a\pi\eta} g_{f\pi^0\pi^0}}{16\pi^2 \bar{m}^2} \left(\frac{\bar{m}^2}{m_\eta^2} \ln \frac{\bar{m}^2 - m_\eta^2}{\bar{m}^2} - \ln \frac{\bar{m}^2 - m_\eta^2}{m_\eta^2} + i\pi \right) \approx (118 - 186i) \text{ МэВ}^2 \quad (5)$$

(при получении этого выражения пион считался безмассовым, $m_\pi = 0$). Здесь m_η – масса η -мезона; $\bar{m} = 980 \text{ МэВ}/c^2$ – масса a_0 - и f_0 -мезонов; $g_{a\pi\eta}$ и $g_{f\pi^0\pi^0}$ – вершины распадов $a_0 \rightarrow \pi\eta$ и $f_0 \rightarrow 2\pi^0$. При получении оценки (5) принято, что ширины a_0 - и f_0 -мезонов при номинальной массе \bar{m} равны $\Gamma(\bar{m}) \equiv \Gamma_0 = 50 \text{ МэВ}/c^2$ и определяются только распадами по $\pi\eta$ - и $\pi\pi$ -каналам, соответственно. Тогда $g_{a\pi\eta}^2 = 8\pi\bar{m}^2\Gamma_0/q_{\pi\eta}$, $g_{f\pi^0\pi^0}^2 = 8\pi\bar{m}^2\Gamma_0/q_{\pi\pi}$ и $g_{f\pi^0\pi^0} = g_{f\pi\pi}/\sqrt{3}$, где $q_{\pi\eta}$ и $q_{\pi\pi}$ – относительные импульсы в $\pi\eta$ - и $\pi\pi$ -системах. Для угла $a_0^0 - f_0$ -смешивания из (5) получается оценка $\sin\theta_{af} \simeq |\Lambda_{(\pi\eta)}/\bar{m}\Gamma_0| \simeq 0.0045$.

Механизм внешнего смешивания за счет $K\bar{K}$ -канала распада обсуждался недавно в работе [7]. В частности, в [7] было обнаружено, что кинематическое нарушение изоспина за счет разности масс K^\pm - и K^0 -мезонов велико, значительно больше, чем за счет механизма $\pi-\eta$ -смешивания. В то же время сильное нарушение изоспина сосредоточено в узкой области масс a_0 -мезона вблизи порогов распадов по $K\bar{K}$ -системам.

Отвечающая рис.1c вершина $\Lambda_{(KK)}$ перехода $a_0^0 \leftrightarrow f_0$ при этом оказывается равной

$$\Lambda_{KK}(\bar{m}) = \frac{g_{aKK} g_{fKK}}{32\pi} i \left(\sqrt{\frac{\bar{m} - 2m_{K^+}}{m_K} + i0} - \sqrt{\frac{\bar{m} - 2m_{K^0}}{m_K} + i0} \right). \quad (6)$$

Здесь $m_{K^+} = 493.7 \text{ МэВ}/c^2$ и $m_{K^0} = 497.7 \text{ МэВ}/c^2$ – массы заряженных и нейтральных K -мезонов [8]; $m_K = (m_{K^+} + m_{K^0})/2$; g_{aKK} и g_{fKK} – вершины распадов $a_0 \rightarrow K\bar{K}$ и $f_0 \rightarrow K\bar{K}$. При этом $g_{aKK}^2 = 2g_{aK^+K^-}^2$, $g_{fKK}^2 = 2g_{fK^+K^-}^2$, $g_{aK^0K^0} = -g_{aK^+K^-}$ и $g_{fK^0K^0} = g_{fK^+K^-}$. Для численной оценки выражения (6) мы положим $g_{aKK} = g_{a\pi\eta}$, что согласуется с экспериментальным ограничением $g_{aKK}^2/g_{a\pi\eta}^2 = 0.91 \pm 0.11$ [9]. Примем также, что $g_{fKK}^2 = g_{aKK}^2$ и $g_{aK^+K^-} = -g_{fK^+K^-}$ (относительные знаки вершин распадов a_0 - и f_0 -мезонов согласованы с предсказаниями $SU(3)$ -симметрии³⁾). Поведение функции $\Lambda_{KK}(m)$ показано на рис.2. Эта функция резко меняется вблизи порогов K^+K^- - и $K^0\bar{K}^0$ -систем на интервалах массы m , сравнимых с разностью $2m_{K^0} - 2m_{K^+} \approx 8 \text{ МэВ}/c^2$, то есть значительно меньших ширины a_0 - и f_0 -мезонов. Видно, что $|\Lambda_{KK}| \gg |\Lambda_{\pi\eta}|$ вблизи $K\bar{K}$ -порогов.

Допустим, что сигнал от рождения a_0^0 -мезона регистрируется путем фиксации ($\pi^0\eta$)-конечного состояния. Тогда в рамках теории возмущений по нарушающему изоспин взаимодействию имеется три диаграммы, дающие основной вклад в сечение процесса. Они изображены на рис.3. Диаграмма M_1 отвечает процессу без нарушения изоспина. Диаграммы M_2 и M_3 являются поправками 1-порядка к диаграмме M_1 по взаимодействию, нарушающему изоспин. Диаграмма M_2 не связана с образованием a_0 -мезона, но также вносит вклад в обсуждаемую $S-P$ интерференцию. Этот вклад отвечает интерференции диаграмм M_2 и M_1 за счет механизма

³⁾ При этом предполагается, что a_0 -изотриплет и f_0 -изосинглет входят в один скалярный мезонный октет.

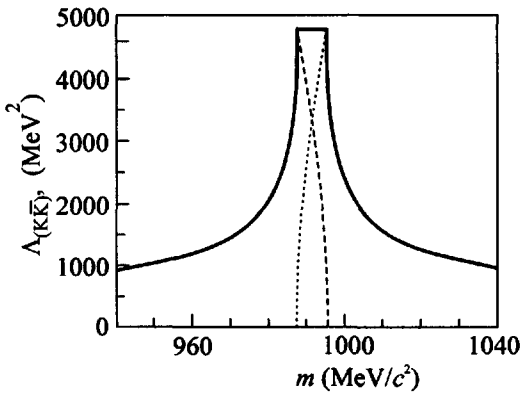


Рис.2. Поведение вершины Λ_{KK} (6) в зависимости от массы a_0 -мезона m . Сплошная, штриховая и пунктирные кривые отвечают значениям ее модуля, вещественной и мнимой частей, соответственно. При $m < 2m_{K^+}$ ($m > 2m_{K^0}$) штриховая (пунктирная) кривая совпадает со сплошной

$a_0^0 - f_0$ -смешивания, изображенного на рис.1b. Соответствующие амплитуды $M_{1,2,3}$ имеют вид

$$M_1 = M_a G_a g_{a\pi\eta}, \quad M_2 = M_f G_f \frac{g_f \pi^0 \pi^0 \lambda_{\pi\eta}}{m_\eta^2 - m_\pi^2}, \quad M_3 = M_f G_f \Lambda_{af} G_a g_{a\pi\eta}. \quad (7)$$

Здесь $\Lambda_{af} = \Lambda_{dir} + \Lambda_{\pi\eta} + \Lambda_{KK}$ - вершина $a_0^0 \leftrightarrow f_0$ -перехода. Вершина Λ_{dir} прямого взаимодействия (рис.1a) нами не учитывается, то есть $\Lambda_{af} = \Lambda_{\pi\eta} + \Lambda_{KK}$. В выражениях (7) G_a и G_f - пропагаторы a_0 - и f_0 -мезонов:

$$G_a = G_f = \frac{1}{2\bar{m}} \cdot \frac{1}{m - \bar{m} + i\Gamma(m)/2}, \quad \Gamma(m) = \Gamma_0 + \frac{g_{aKK}^2}{8\pi\bar{m}^2} \sqrt{m_K(m - 2m_K) + i0}, \quad (8)$$

где ширина $\Gamma(m)$ учитывает возможность распада резонансов по $K\bar{K}$ -каналу [10], m - масса $\pi\eta$ -системы. Через M_a и M_f в (7) обозначены амплитуды рождения a_0 - и f_0 -мезонов в реакциях (1) и (2), соответственно. Амплитуды M_a и M_f оценим из диаграмм импульсного приближения на рис.4. С учетом лишь S -волновой части

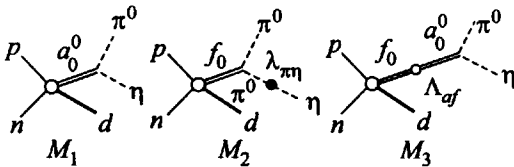


Рис.3. Диаграммы, отвечающие процессу $pn \rightarrow d\pi^0\eta$ в нулевом и первом порядках по нарушающему изоспин взаимодействию

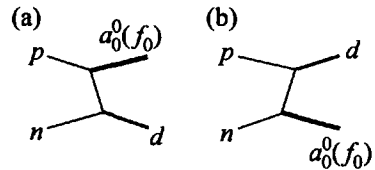


Рис.4. Диаграммы, отвечающие процессу рождения $a_0(f_0)$ -мезона в импульсном приближении

дейтронной волновой функции (ВФ) антисимметризованные по начальным нуклонам выражения для M_a и M_f имеют вид

$$M_a = g_{aNN} \sqrt{m_N} (u(q_1) - u(q_2)) X, \quad M_f = g_{fNN} \sqrt{m_N} (u(q_1) + u(q_2)) X. \quad (9)$$

Здесь g_{aNN} и g_{fNN} - вершины связи a_0 - и f_0 -мезонов с нуклоном; m_N - масса нуклона; $u(q)$ - ВФ дейтрона; $q_1(q_2)$ - относительный импульс в дейтронной вершине при испускании a_0^0 - или f_0 -мезона начальным протоном (нейтроном); $X = \varphi_p^T \sigma_2 \epsilon \cdot \sigma \varphi_n$ - спиновый фактор, в котором φ_p , φ_n и ϵ - спиноры протона, нейтрона и вектор поляризации дейтрона. Обозначим через \mathbf{p} и \mathbf{k} 3-импульсы начального протона и конечной $\pi\eta$ -системы в СЦМ. При $m \simeq \bar{m}$ вблизи порога $Q = \sqrt{s} - m_d - \bar{m} \simeq 0$

реакции (1) имеем $k \ll p$ и $q_{1,2}^2 \approx p^2 \pm (E_N/m_N)(\mathbf{p} \cdot \mathbf{k})$, где E_N – полная энергия нуклона в СЦМ ($E_N \approx m_N + \bar{m}/2$). Тогда соотношения (9) принимают вид

$$M_a = 2 g_{aNN} \sqrt{m_N} \frac{du(p)}{dp^2} \frac{E_N}{m_N} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}) \cdot X, \quad M_f = 2 g_{fNN} \sqrt{m_N} u(p) \cdot X. \quad (10)$$

Отсюда при малых k следует подавление амплитуды M_a рождения a_0 -мезона по сравнению с амплитудой M_f рождения f_0 -мезона. Отметим, что относительные вклады P - и S -волновых амплитуд – M_a и M_f – в сечение реакции (1) зависят от учета конечной ширины a_0 - и f_0 -мезонов и ограничений на интервал масс конечной $\pi\eta$ -системы. Далее в расчетах полагаем в (10) $g_{aNN} \equiv g_{fNN}$. Для ВФ дейтрона при импульсах $p \sim 1$ ГэВ/с примем зависимость $u(p) \sim p^{-n}$. При этом $n = 4$ для хюльтеновской ВФ, то есть имеем $du(p)/dp^2 = -2p^{-2}u(p)$. Это приближение для ВФ дейтрона и импульсное приближение для амплитуд рождения M_a и M_f не являются надежными для оценки абсолютных величин сечений и используются нами только для оценки асимметрии A . Дифференциальное сечение реакции $pn \rightarrow d\pi^0\eta$ можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N \int_{m_{min}}^{m_{max}} |M_1 + M_2 + M_3|^2 k dm. \quad (11)$$

В области пороговых энергий $Q \sim 0$ и значений $m \sim \bar{m}$, близких к порогам $K\bar{K}$ -систем, учтем под интегралом (11) только существенную в этих областях зависимость от массы m . При этом зависимость амплитуд $M_{1,2,3}$ (7) от m учтена в выражениях для Λ_{KK} (6), G_a и G_f (8), $\Gamma(m)$ (8) и относительного импульса $k = \sqrt{2\mu(Q + \bar{m} - m)}$ ($\mu = m_d \bar{m}/(m_d + \bar{m})$). С точностью до общего множителя амплитуды M_a и M_f (10) для случая неполяризованных частиц можно записать как $M_a = -2(E_N/m_N)(k/p)z$ и $M_f = 1$. Нормировочная константа N в (11) содержит слабо меняющиеся факторы, а ее значение для нас несущественно. Величины p и E_N вычислены на пороге, то есть $E_N = m_N + \bar{m}/2$ и $p = \sqrt{\bar{m}(m_N + \bar{m}/4)} \simeq 1$ ГэВ/с.

Ширина интервала (m_{min}, m_{max}) масс $\pi^0\eta$ -системы (а точнее, нижняя граница m_{min}), по которому регистрируется a_0 -мезон, является важным фактором при оценке асимметрии A (4). При уменьшении массы $\pi^0\eta$ -системы (ниже номинальной массы \bar{m}) возрастает импульс k , что приводит к усилению P -волновой амплитуды M_a в сравнении с S -волновой M_f и зависимости асимметрии A от m_{min} . Далее интеграл (11) зададим в пределах $m_{max} = Q + \bar{m}$ (кинематическая граница) и $m_{min} = \bar{m} - C \cdot (\Gamma_0/2)$, где C – варьируемый параметр. Рассчитанная согласно (4) и (11) асимметрия A рождения $\pi^0\eta$ -системы как функция энерговыделения Q (3) приведена на рис.5. Расчеты сделаны для двух ограничений снизу на массу $\pi^0\eta$ -системы, отвечающих значениям $C = 1$ и $C = 2$. Уменьшение эффекта с ростом параметра C связано с усилением роли основного процесса рождения a_0 -мезона в P -волне без нарушения изоспина. Заметим, что при учете ширины a_0 -мезона вклад P -волновой амплитуды в сечении доминирует над S -волновым в обоих вариантах. Поэтому с усилением P -волны относительный вклад S - P интерференции падает и асимметрия уменьшается. Штриховые (пунктирные) кривые на рис.5 отвечают расчету асимметрии с учетом только одного механизма смешивания за счет диаграммы на рис.1b (рис.1c), то есть при $\Lambda_{af} = \Lambda_{\pi\eta}$ ($\Lambda_{af} = \Lambda_{KK}$). При расчете пунктирных кривых диаграмма M_2 (рис.2) автоматически не учитывается.

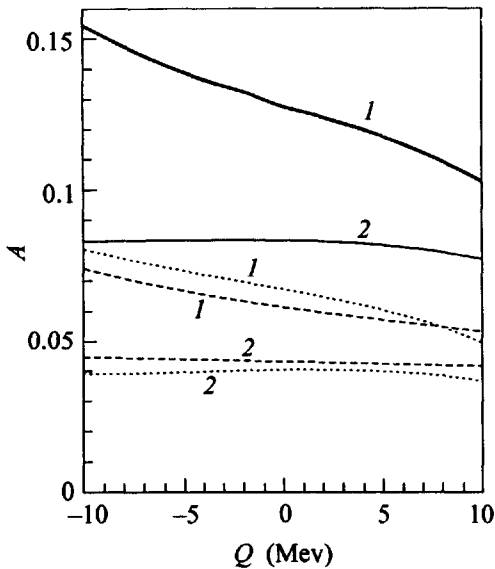


Рис.5. Зависимость асимметрии A рождения a_0^0 -мезона в реакции (1) от энергосвободы Q (3). Кривые 1 и 2 отвечают ограничениям снизу на интервал масс a_0^0 -системы, заданным значениями $C=1$ и $C=2$ (см. в тексте). Штриховые (пунктирные) кривые рассчитаны с учетом механизма $a_0^0 - f_0$ -смешивания только за счет виртуального $\pi^0 \leftrightarrow \eta$ перехода (за счет $K\bar{K}$ -канала распада). Сплошные кривые получены с учетом обоих механизмов смешивания

Как видно из рис.5, асимметрия процесса рождения a_0 -мезона вблизи порога является довольно большой, порядка $8 \div 15\%$, что позволяет надеяться на возможность ее экспериментального обнаружения.

В заключение отметим возможность дальнейшего улучшения наших оценок асимметрии. В первую очередь, это касается вычисления амплитуд рождения a_0 - и f_0 -мезонов (M_a и M_f). В отличие от полюсных диаграмм (рис.4), зависящих от поведения ВФ дейтрона на больших импульсах ~ 1 ГэВ/с (где она плохо известна), более надежным представляется подход, учитывающий диаграммы с промежуточными перерасеяниями (см., например, [11]).

Авторы благодарны всем участникам совещания по программе ANKE-спектрометра в ИТЭФ (июль, 2000 г.) и в особенности К.Г.Борескову и В.П.Чернышеву за полезные обсуждения и интерес к работе.

1. N.A.Tornquist, Phys. Rev. Lett. **49**, 624 (1982).
2. V.V.Anisovich, e-print hep-ph/9712504, Dec., 1997.
3. Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков, УФН **161**, 53 (1991); **142**, 361 (1984); N.N.Achasov and G.N.Shestakov, Z. Phys. **C41**, 309 (1988).
4. V.N.Gribov, LU-TP-91-7; ORSAY Lectures on Confinement 1, LPT HE-ORSAY-92-60; V.N.Gribov, Eur. Phys. J. **C10**, 91 (1999); F.Close, Yu.L.Dokshitzer, V.N.Gribov et al., Phys. Lett. **B319**, 291 (1993).
5. J.A.Niskanen, e-print nucl-th/9809009, 1998.
6. S.A.Coon and M.D.Scadron, Phys. Rev. **C51**, 2923 (1995); S.A.Coon, B.H.J.McKellar, and M.D.Scadron, Phys. Rev. **D34**, 2784 (1986); Ll.Ametller, C.Ayala, and A.Bramon, Phys. Rev. **D30**, 674 (1984).
7. B.Kerbikov and F.Tabakin, e-print nucl-th/0006017, 2000 (submitted to Phys. Rev. C).
8. Review of Particle Physics. Eur. Phys. J. **C3**, 1 (1998).
9. S.Teige, B.B.Brabson, R.R.Crittenden et al., Phys. Rev. **D59**, 012001 (1999).
10. S.M.Flatta, Phys. Lett. **63**, 224 (1975).
11. V.Yu.Grishina, L.A.Kondratyuk, E.L.Bratkovskaya et al., e-print nucl-th/0007074, 2000 (submitted to EJP A).