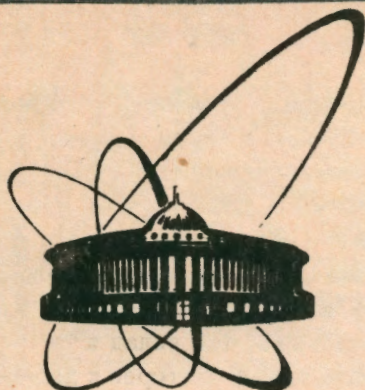


92-157



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-92-151

Е. Л. Братковская *, Б. Л. Резник *, А. И. Титов

О ВКЛАДЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕПТОННЫХ ПАР
ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Дальневосточный госуниверситет, г. Владивосток

1992

1. Введение

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию образования лептонных пар – дилептонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях при начальных энергиях в $1 \div 5$ ГэВ/нуклон [1] – [5]. Одно из первых предсказаний состояло в том, что спектр дилептонов может дать информацию о поляризационном операторе пиона в нагретой и плотной ядерной среде, так как ожидалось, что основным источником дилептонов является аннигиляция вторичных пионов [2]. Впоследствии выяснилось, что вклад $\pi^+\pi^-$ – аннигиляции в работе [2] был переоценен, однако интерес к дилептонам не ослаб, поскольку и другие адронные источники лептонных пар – например, прямая конверсия векторных мезонов [5], [6], могут также дать информацию об уравнении состояния ядерной среды в экстремальных условиях.

Фоновыми, конкурирующими подпроцессами являются процессы образования дилептонов в нуклон-нуклонных столкновениях, сопровождающих внутриядерный каскад, и наиболее интенсивное из них – тормозное излучение лептонных пар в протон-нейтронных столкновениях [2] – [8]. Тормозное излучение в pp – столкновениях пренебрежимо мало из-за деструктивной интерференции.

Основные диаграммы, которые дают вклад в процесс $pn \rightarrow pne^+e^-$ в приближении однобозонного обмена, приведены на рис.1. Было показано, что основной вклад дают диаграммы с излучением пары из внешних – протонных – линий [9].

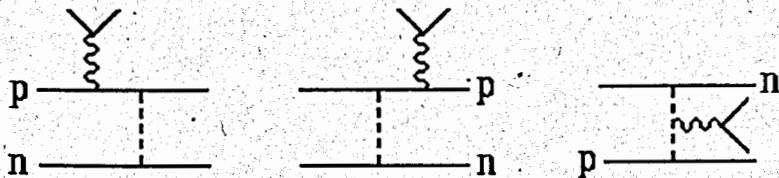


Рис. 1 Фейнмановские диаграммы образования e^+e^- – пары в pn – столкновениях.

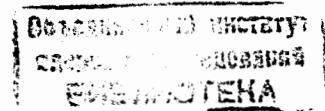
В большинстве конкретных расчетов сечение тормозного излучения рассчитывалось в приближении "мягких" фотонов по формуле [2]:

$$\frac{d\sigma}{dM dy d|q_\perp} = \frac{\alpha^2 \bar{\sigma}(s) R_2(\sqrt{s_2})}{6\pi^3 M E^3 R_2(\sqrt{s})}, \quad (1)$$

где M – инвариантная масса пары, E – энергия, $|q_\perp$ – поперечный импульс, y – быстрая лептонной пары, $\bar{\sigma}(s)$ – усредненное с квадратом переданного импульса сечение упругого pn –рассеяния. Функция $R_2(s)$ – лоренц-инвариантный двухчастичный фазовый объем нуклонов с энергией \sqrt{s} , $\sqrt{s_2}$ – энергия двух нуклонов после излучения диэлектрона. В работе [7] было показано, что приближение (1) хорошо согласуется с точным расчетом, основанным на вычислении диаграмм однобозонного обмена. Это обосновывало использование формулы (1) для анализа вклада тормозного излучения в адрон – и ядро – ядерных столкновениях, проведенного в работах [3], [4]. Из модели векторной доминантности следует, что сечение (1) необходимо домножить на квадрат электромагнитного формфактора в $pp\gamma$ – вершине:

$$F_\gamma^2(M^2) = \frac{m_\rho^4}{(M^2 - m_\rho^2)^2 + (\Gamma_\rho m_\rho)^2}, \quad (2)$$

где m_ρ и Γ_ρ есть масса и полная ширина распада ρ – мезона. В этом случае оказывается, что рассчитанный вклад тормозного излучения доминирует над вкладом от адронных источников и, более того, в несколько раз превосходит экспериментально измеренное сечение выхода дилептонов [3]. Это означает, что должен существовать механизм динамического подавления тормозного излучения дилептонов. Исследованию такого возможного механизма и посвящена данная работа. Во втором разделе анализируется зависимость сечений от выбора параметров двухчастичной T – матрицы упругого pn – рассеяния. В третьем разделе обсуждается влияние эффекта немассовости в двухчастичной T – матрице и показано, что его учет приводит к сильному подавлению выхода "тормозных" дилептонов с инвариантной массой, близкой к массе ρ – мезона, причем эффективное подавление возрастает с ростом начальной энергии.



2. Сечение выхода тормозных лептонных пар

Дифференциальное сечение выхода тормозных пар после интегрирования по импульсам одного из лептонов и вторичного протона имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dM^2 dy d\vec{q}_\perp} = \frac{1}{32(2\pi)^7} \frac{1}{|\vec{p}_n| \sqrt{s}} |T_{if}|^2 \delta((p_p + p_n - p'_n - q)^2 - m_n^2), \quad (3)$$

где $p_p = (E_p, |\vec{p}_p|)$, $p_n = (E_n, |\vec{p}_n|)$ – четырехимпульсы сталкивающихся нуклонов, $p'_n = (E'_n, |\vec{p}'_n|)$ – четырехимпульс рассеянного нейтрона, $|\vec{p}_{n,p}|$, $|\vec{p}'_{n,p}|$ – пространственные компоненты импульсов в системе центра масс (СЦМ) сталкивающихся нуклонов, $q = (q_0, \vec{q})$ – четырехимпульс лептонной пары, \vec{q}_\perp – поперечная компонента \vec{q} , $|T_{if}|^2$ – квадрат суммы амплитуд, схематически изображенных в виде диаграмм Фейнмана на рис. 1, усредненных по углам вылета лептонов. В дальнейшем ограничимся рассмотрением диаграмм (а) и (б), поскольку вклад от диаграмм с излучением от заряженного обменного бозона пренебрежимо мал [7], [8], [9]. Дальнейшее интегрирование проводим в СЦМ сталкивающихся нуклонов. При этом инвариантный фазовый объем $d^3p'_n/2E'_n$ представляется в виде $dE'_n dt d\varphi'_n/4|\vec{p}'_n|$, где $t = (p_n - p'_n)^2$, φ'_n – азимутальный угол \vec{p}'_n в СЦМ, а интегрирование по dE'_n снимается с помощью δ -функции в (3). Окончательная формула для сечения $d\sigma/dM$ в виде четырехкратного интеграла приведена в приложении А.

Если налетающий протон взаимодействует с внутриядерным нейтроном, то нужно учесть фермиевское движение нейтрона и поглощение протонов в ядре. Учет ферми движения выполняется с помощью свертки:

$$\left(\frac{d\sigma}{dM}\right)^{pA} = \int d^3p'_n W_A(\vec{p}'_n) R \left(\frac{d\sigma}{dM}\right)^{pn} (M, \vec{p}'_n), \quad (4)$$

где $W_A(\vec{p}'_n)$ – импульсное распределение нуклонов в ядре, нормированное на единицу, R – отношение потоков при столкновении с движущимся и покоящимся нуклонами. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением простейшего ядра – дейтрона. В этом случае отпадает необходимость учета поглощения протонов в ядре, а $W_A(\vec{p}'_n)$

есть квадрат волновой функции дейтрона в импульсном представлении. Мы исследовали влияние эффектов релятивизации волновой функции дейтрона по методу Карманова [10], которые в данных кинематических условиях оказались малыми, так что в последующих расчетах мы учитывали фермиевское движение нуклонов по формуле (4) с парижской волновой функцией [11]. Многократное интегрирование в $d\sigma/dM$ проводилось численно методом Монте-Карло. Для расчета амплитуд T_{if} в (3) мы использовали две модели однобозонного обмена для двухчастичной T – матрицы с учетом обмена $\pi, \sigma, \rho, \omega$ – мезонами. Первая из них – модель гиссенской группы [7]. Здесь вершинные формфакторы

$$g_i(Q^2) = g_i(\Lambda_i^2 - m_i^2)/(\Lambda_i^2 - Q^2) \quad (5)$$

имеют стандартный вид (m_i – масса обменного мезона, Λ_i – параметр обрезания), и параметры модели (g_i, m_i, Λ_i), приведенные в таблице 1, находились из условия удовлетворительного описания упругого pn – рассеяния при энергиях $1 \div 2$ ГэВ. Оказалось, что эти параметры зависят от энергии, и при $E_{kin} = 4.9$ ГэВ они меняются. Соответствующие значения параметров при $E_{kin} = 4.9$ ГэВ также приведены в таблице 2. Найденные таким образом параметры являются эффективными, и они отличаются от соответствующих параметров "реалистических" потенциалов однобозонного обмена низкоэнергетической ядерной физики. Модель бохумской группы [12] претендует на одновременное описание взаимодействия нуклонов как при низких, так и при высоких энергиях. Здесь вершинный формфактор представляется в виде

$$g_i(Q^2) = g_i \frac{\Lambda_{1i}^2}{(\Lambda_{1i}^2 - Q^2)} \frac{\Lambda_{2i}^2}{(\Lambda_{2i}^2 - Q^2)}, \quad (6)$$

а бозонный пропагатор $1/(m_i^2 - Q^2)$ заменяется на сумму

$$\frac{1}{(m_i^2 - Q^2)} \rightarrow \frac{1}{(m_i^2 - Q^2)} + \frac{\Sigma_i}{g_i^2}, \quad (7)$$

где Σ_i есть вклад от "контактного взаимодействия", индуцированного многокварковыми, многоглюонными взаимодействиями с квантовыми числами, соответствующими обычным мезонным обменам.

Таблица 1

i	$E_{kin}=1.0, 2.1 \text{ ГэВ}$			$E_{kin}=4.9 \text{ ГэВ}$		
	$\frac{g_i^2}{4\pi}$	m_i [ГэВ/ c^2]	Λ_i [ГэВ/ c]	$\frac{g_i^2}{4\pi}$	m_i [ГэВ/ c^2]	Λ_i [ГэВ/ c]
π	11.263	0.138	0.703	11.263	0.138	0.703
σ	3.104	0.55	1.576	4.0	0.55	1.1
ω	5.504	0.7824	1.107	18.71	0.7824	0.61
ρ	0.665	0.77	0.867	4.74	0.77	0.55

Таблица 2

i	$\frac{g_i^2}{4\pi}$	m_i [ГэВ/ c^2]	Σ_i [(ГэВ/ c) $^{-2}$]	Λ_1 [ГэВ/ c]	Λ_2 [ГэВ/ c]
π	13.75	0.1368	40.17		
σ	2.638	0.59	11.847	0.8	2.85
ω	1.397	0.7824	12.624		
ρ	0.146	0.776	0.124		

Появление множителя с большим параметром обрезания $\Lambda_2 \sim 2.8 \text{ ГэВ}/c^2$ также обусловлено КХД. Параметры бохумской T – матрицы приведены в таблице 2. Квадрат суммы амплитуд $|\overline{T}_{ij}|^2$ в (3) рассчитывался с помощью программы аналитических вычислений REDUCE.

На рис. 2 приведен расчет дифференциального сечения упругого pn – рассеяния для начального импульса $p_{lab} \sim 1.9 \text{ ГэВ}/c$ для двух моделей. Видно, что относительный вклад различных мезонов в двух моделях различен: если в гиссеновской модели основной вклад дает обмен σ – мезоном, то в бохумской модели вклады различных мезонов одного порядка величины. В целом, при малых $|t|$ обе модели одинаково удовлетворительно описывают эксперимент [13]. При больших $|t|$ бохумская модель приводит к значениям в $2 \div 3$ раза меньшим, чем экспериментальные данные.

На рис. 3 показан результат методического расчета сечения выхода тормозных дилептонов в pd – взаимодействии для двух моделей при начальной энергии 2.1 ГэВ , при этом приведены относительные вклады от различных бозонных обменов.

Из сравнения результатов на рис. 2 и 3 видно, что относительный вклад различных бозонных обменов для двух процессов различен. В частности, вклад от обмена псевдоскалярными бозонами в тормозном излучении несколько больше, чем в чисто упругом рассеянии. Тем не менее суммарный результат в обоих случаях одинаков – сечение тормозного излучения для бохумской T – матрицы в области $M \sim m_p$ в $2 \div 3$ раза меньше, чем для гиссеновской. Такое, относительно небольшое "подавление" связано скорее всего с неудовлетворительным (заниженным) описанием упругого рассеяния при больших $|t|$ в бохумской модели и не может рассматриваться как реальная причина динамического подавления вклада тормозных дилептонов. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением только гиссеновской модели T – матрицы.

3. Эффекты немассовости

В pn – взаимодействии, изображенном диаграммами (а) и (б) (рис. 1), виртуальный протон с импульсом p' находится вне массовой поверхности $p'_\mu p'^\mu \neq m_n^2$, причем диаграмма (а) описывает про-

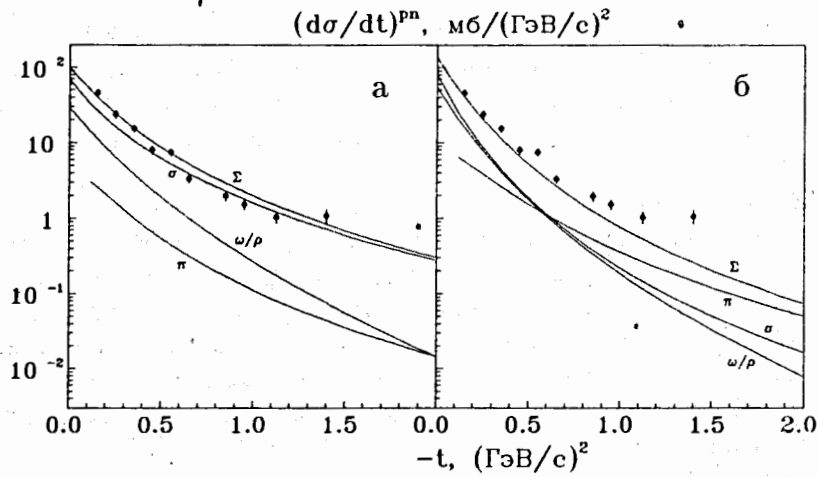


Рис. 2. Сечение упругого pn - рассеяния при начальном импульсе $p_{lab} = 1.9 \text{ ГэВ}/c^2$: а - гиссеновская модель T^{pn} - матрицы, б - бохумская модель. Экспериментальные данные из обзора [13].

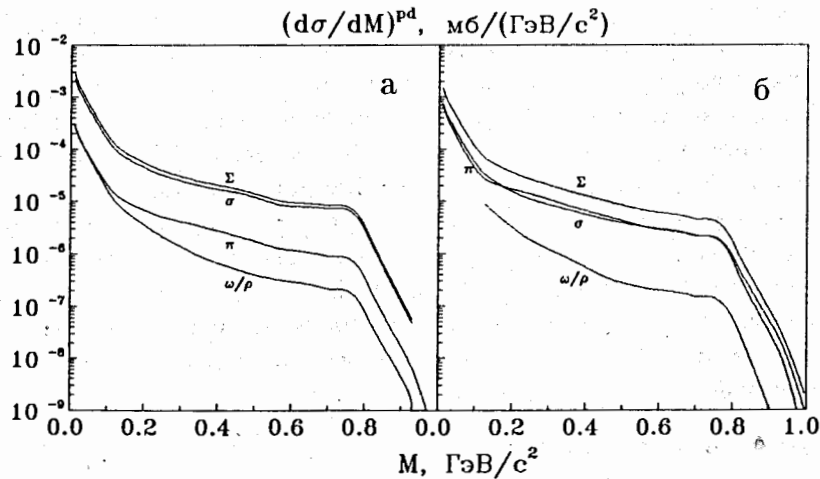


Рис. 3. Сечение выхода тормозных дилептонов в pd - взаимодействии при $E_{kin} = 2.1 \text{ ГэВ}$: а - гиссеновская, б - бохумская модель T^{pn} - матрицы.

цессы с $\xi = p'_\mu p'^\mu / m_n^2 < 1$, а диаграмма (б) с $\xi > 1$. Очевидно, что вершинные функции (формфакторы) кроме зависимости от переданного в вершине импульса $-Q^2$ должны, вообще говоря, зависеть от дополнительной переменной ξ , причем интуитивно ясно, что вершинные формфакторы убывают с ростом немассовости $|\xi - 1|$. Зависимость вершинных формфакторов от Q^2 и ξ $Q^2 < 0$ можно найти на основе динамической модели, описывающей внутреннюю структуру протона. В качестве таковой используем модель релятивистского гармонического осциллятора [14], которая, например, для электромагнитного формфактора перехода между состояниями с квадратами масс m_n^2 и $m^2 = \xi m_n^2$ приводит к выражению:

$$G(Q^2, \xi) = \left(\frac{4\xi}{1+\xi} \right)^n \left(\frac{1}{1 - \frac{Q^2}{(1+\xi)m}} \right)^n \exp \left[-\frac{Q^2}{(1+\xi)\alpha_N} \frac{1}{1 - \frac{Q^2}{(1+\xi)m}} \right], \quad (8)$$

где показатель степени $n = 2$ связан с числом составляющих кварков в адроне - N : $n = N - 1$, α_N - осцилляторный параметр модели. Вывод формулы (8) приведен в приложении Б.

При $\xi = 1$ формула (8) приводит к известному выражению для электромагнитного формфактора, которое удовлетворительно описывает экспериментальные данные [14], [15], воспроизводит правила кваркового счета [16] и практически совпадает с известной дипольной формулой:

$$G_N(Q^2) = (1 - Q^2/0.71 \text{ ГэВ}^2/c^2)^2. \quad (9)$$

В пределах $\xi \rightarrow 0, +\infty$ формфактор убывает до нуля.

Показатель n в (8) связан со степенью убывания формфактора с ростом $|Q^2|$. Если в качестве основы для вершинных формфакторов двухчастичной T - матрицы выбрать модель (5), тогда из уравнений (5) и (8) можно найти искомую "минимальную" зависимость $g(Q^2, \xi)$:

$$g_i(Q^2, \xi) = \frac{4\xi}{(1+\xi)^2} g_i(\bar{Q}^2), \quad \bar{Q}^2 = \frac{2Q^2}{(1+\xi)}. \quad (10)$$

"Внемассовый" кинематический множитель $4\xi/(1+\xi)^2$ должен также присутствовать и в электромагнитных $pp\gamma$ - формфакторах, в этом

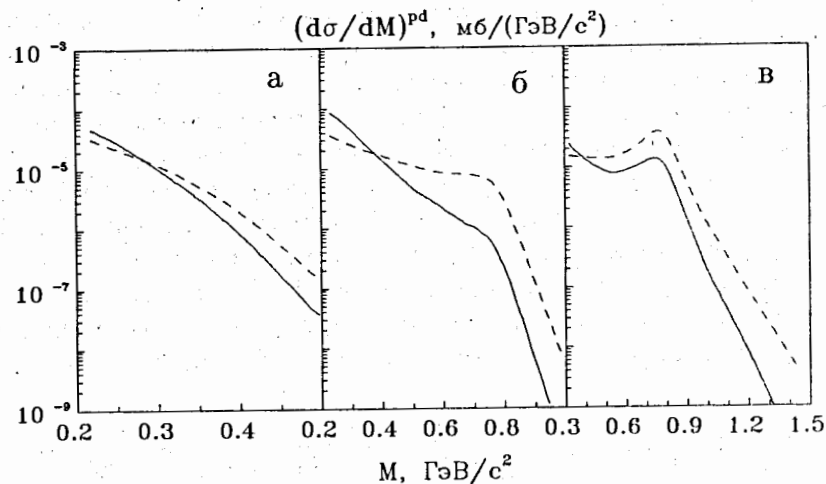


Рис. 4. Сечение выхода тормозных дилептонов в pd - взаимодействии при E_{kin} : а - 1 ГэВ, б - 2.1 ГэВ, в - 4.9 ГэВ. Сплошные кривые - с учетом, пунктирные - без учета немассовости виртуального протона.

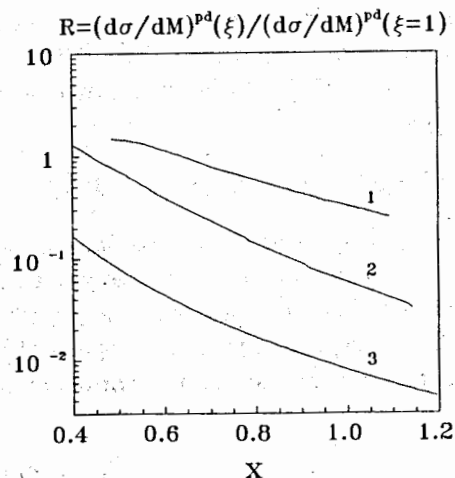


Рис. 5. Отношение сечений выхода тормозных дилептонов с учетом и без учета немассовости как функция масштабной переменной $x = M/M_{max}$. Кривые: 1 - $E_{kin} = 1$ ГэВ, 2 - $E_{kin} = 2.1$ ГэВ, 3 - $E_{kin} = 4.9$ ГэВ.

случае зависимость от Q^2 , как следствие векторной доминантности, остается без изменений.

На рис. 4 показан результат учета немассовости в сечении выхода тормозных дилептонов в pd - столкновениях при начальных энергиях $E_{kin} = 1, 2.1, 4.9$ ГэВ. При малых M учет немассовости приводит к увеличению сечения. Это связано с тем, что суммарная амплитуда процесса пропорциональна разности диаграмм (а) и (б) на рис. 1. Подавление каждой из них при включении ξ -зависимости разное, что и ведет к подъему. При больших массах доминирует диаграмма (б), которая сама по себе подавлена из-за значительного схода виртуального протона с массовой поверхностью. Подавление возрастает с ростом M .

На рис. 5 приведен расчет отношения сечений тормозного излучения дилептонов с учетом и без учета немассовости как функции от масштабной переменной $x = M/M_{max}$, где M_{max} - кинематический предел во взаимодействии налетающих протонов с покоящимся нейтроном. Видно, что с увеличением начальной энергии динамическое подавление тормозного излучения возрастает и достигает порядка величины и более. Этот эффект должен проявиться при анализе отношения выхода дилептонов в pd - и pp - взаимодействиях как уменьшение отношения с ростом начальной энергии.

Из сопоставления предсказываемой нами величины динамического подавления тормозного излучения с расчетами вклада адронных источников [3], [5] следует, что при энергиях $E_{kin} \geq 2$ ГэВ/нуклон и $M \geq 0.5$ ГэВ/ c^2 доминируют адронные источники дилептонов, которые действительно могут быть использованы как инструмент для исследования экзотических состояний ядерного вещества.

Мы выражаем благодарность В.В. Бурову, Г. Вольфу, В. Касингу, Л.П. Каптарю, В.К. Лукьянову, У. Мозелю, А.В. Молочкову, С.Д. Тонееву, М. Шеферу, А.Ю. Умникову, С.Н. Янгу за плодотворные дискуссии по различным аспектам обсуждаемой проблемы.

Приложение А. Сечение тормозного излучения лептонных пар

Сечение выхода тормозных лептонных пар имеет вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{dM}\right)^{pn} = \frac{\alpha^2}{8\pi^4} \int dy d\varphi'_n dt d|\vec{q}_\perp| \frac{\sqrt{s}M}{\lambda(s)} \sum_{i=1,2} \frac{|T_{if}|^2}{|f(E'_n)|} \Big|_{E'_n=E'_n}, \quad (\text{A.1})$$

$$\text{где } \lambda(s) = s(s - 4m_n^2), \quad M_1^2 = M^2 + |\vec{q}_\perp|^2.$$

$$E'_{n1,2} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a},$$

$$a = c_1^2 + 4m_n^2 \frac{|\vec{q}_\perp|^2}{|\vec{p}_n|^2} \cos^2(\varphi'_n),$$

$$b = 2c_1c_2 - 4E_n(2m_n^2 - t) \frac{|\vec{q}_\perp|^2}{|\vec{p}_n|^2} \cos^2(\varphi'_n),$$

$$c = c_2^2 + (4|\vec{p}_n|^2 m_n^2 + (2m_n^2 - t)^2) \frac{|\vec{q}_\perp|^2}{|\vec{p}_n|^2} \cos^2(\varphi'_n),$$

$$c_1 = 2(M_\perp ch(y) - \sqrt{s} + \frac{M_\perp}{|\vec{p}_n|} E_n sh(y)),$$

$$c_2 = s + M^2 - 2\sqrt{s}M_\perp ch(y) - \frac{M_\perp}{|\vec{p}_n|} (2m_n^2 - t) sh(y),$$

$$f(E'_n) = c_1 - \frac{2 \frac{|\vec{q}_\perp|}{|\vec{p}_n|} \cos(\varphi'_n) (E_n(2m_n^2 - t) - 2m_n^2 E'_n)}{(4E_n E'_n (2m_n^2 - t) - 4E_n^2 m_n^2 - 4|\vec{p}_n|^2 m_n^2 - (2m_n^2 - t)^2)^{1/2}}.$$

Приложение Б. Внемассовость в формфакторе N -кварковой системы в модели релятивистского гармонического осциллятора

Волновая функция внутреннего движения N -кварковой системы в модели релятивистского гармонического осциллятора (ГРО) есть решение уравнения [17]:

$$(p^2 - \hat{M}^2)\Phi_N = 0, \quad (\text{B.1})$$

где p – полный момент системы, \hat{M} – массовый оператор, выражается через координаты относительного движения $r^{(k)}$ и сопряженные им импульсы $-p^{(k)} = i\partial/\partial x^{(k)}$:

$$\hat{M}^2 = -\alpha_N \sum_{k=1}^{n=N-1} a_\mu^{(k)+} a^{(k)\mu} + const; \quad \alpha_N = N^{3/2} \kappa, \quad (\text{B.2})$$

$$a_\mu^{(k)} = \frac{1}{\sqrt{2\alpha_N}} \left(\sqrt{N} p_\mu^{(k)} - i \frac{\alpha_N}{\sqrt{N}} r_\mu^{(k)} \right),$$

где κ – осцилляторный параметр модели.

Решение уравнения (B.1) имеет вид:

$$\Phi_N(r^{(1)} \dots r^{(n)}, p) = \left(\frac{\alpha_N}{\pi N} \right)^n \exp \left[\frac{\alpha_N}{2N} (g^{\mu\nu} - 2 \frac{p^\mu p^\nu}{M^2}) \sum_{k=1}^{n=N-1} r_\mu^{(k)} r_\nu^{(k)} \right], \quad (\text{B.3})$$

где опущена плосковолновая часть движения центра масс.

Мы предполагаем, что состояния частиц, находящихся вне массовой поверхности, описываются тем же релятивистским уравнением (B.1), но с перенормированными размерными константами взаимодействия. Это означает, что для того, чтобы получить решение с $p^2 = \xi M^2$ (M – масса частицы на массовой поверхности), необходимо перенормировать осцилляторный параметр $\kappa(\xi) = \xi \kappa$.

Формфактор перехода N -кварковой системы из состояния $|i\rangle$ с $p = p_i$ и $p_{i\mu} p_i^\mu = M^2$ в состояние $|f\rangle$ с $p = p_f$ и $p_{f\mu} p_f^\mu = M_f^2 = \xi M^2$ имеет вид

$$G = \int d^4 r^{(1)} \dots d^4 r^{(n)} \Phi_f^*(r^{(1)} \dots r^{(n)}, p_f) \exp(-iqx^{(1)}) \Phi_i(r^{(1)} \dots r^{(n)}, p_i) \quad (\text{B.4})$$

Путем прямого вычисления интеграла (B.4) находим

$$G_N(Q^2, \xi) = \left(\frac{4\xi}{(1+\xi)^2} \right)^n G_N(\bar{Q}^2); \quad \bar{Q}^2 = \frac{2Q^2}{(1+\xi)}, \quad (\text{B.5})$$

где $Q^2 = (p_i - p_f)^2 < 0$,

$$G_N(\bar{Q}^2) = \frac{1}{\left(1 - \frac{\bar{Q}^2}{2M^2}\right)^n} \exp \left(-\frac{n\bar{Q}^2}{4\alpha_N} \left(1 - \frac{\bar{Q}^2}{2M^2}\right) \right), \quad (\text{B.6})$$

известное выражение для электромагнитного формфактора в модели ГРО. При $N = 3$ ($n = 2$) формула (B.5) переходит в (8).

Литература

- [1] Roche G. et al., Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p.1069; Phys. Lett., 1989, v.B226, p.228.
- [2] Gale C., Kapusta J., Phys. Rev., 1987, v.C35, p.2107; Phys. Rev., 1989, v.C40, p.2397.
- [3] Wolf G. et al., Nucl. Phys., 1990, v.A517, p.615.
- [4] Xiong L. et al., Nucl Phys., 1990, v.A512, p.772.
- [5] Toneev V. D., Titov A.I., Gudima K.K., Preprint GSI-92-05 Jan. 1992.
- [6] Kaptari L.P. et al., Proceedings of the Xth International Seminar on High Energy Physics Problem., 1990, Dubna, p.335.
- [7] Schäfer M. et al., Phys. Lett., 1989, v.B221, p.1.
- [8] Haglin K., Kapusta J., C. Gale, Phys. Lett., 1989, v.224, p.433.
- [9] Haglin K., Rep. Ann. of Phys., 1991, v.212, p.84.
- [10] Карманов В.А., ЯФ, 1984, т.40, с.699.
- [11] Lacombe M. et al., Phys. Rev., 1980, v.C21, p.861.
- [12] Deister S. et al., Few Body Syst., 1991, v.10, p.1.
- [13] Particle Data Group., 1970, UCRL-20000NN.
- [14] Yukava H., Phys. Rev., 1953, 91, p.416;
Марков М.А., Гипероны и K - мезоны. Физматгизд. Москва, 1958;
Takabayasi T., Phys. Rev., 1965, v.139, p.1381.
- [15] Fujimura K., Kabayachi T., Namiki M., Prog. Theor. Phys., 1970, 43, p.73; 1970.44, p.193.
- [16] Matveev V., Muradyan R., Tavkhelidze A., Lett. Nuovo Cim., 1973, v.7, p.718;
Brodsky S.J., Farrar G.R., Phys. Rev. Lett., 1973, v.31, p.1153.
- [17] Kazikuri Y., Namiki M., Okano K., Prog. Teor. Phys., 1979, v.61, p.559.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 апреля 1992 года.