

С-874

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

СТРУМИНСКИЙ Борис Владимирович

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ КОНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ И
ДУАЛЬНАЯ РЕЗОНАНСНАЯ МОДЕЛЬ

(01.04.02 - теоретическая и математическая физика)

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна

1972 г.

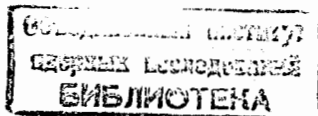
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

СТРУМИНСКИЙ Борис Владимирович

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ КОНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ И
ДУАЛЬНАЯ РЕЗОНАНСНАЯ МОДЕЛЬ

(О1.04.02 – теоретическая и математическая физика)

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук



Дубна

1972 г.

Работа выполнена в Институте теоретической физики АН УССР.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент АН СССР - Д.В.ШИРКОВ

доктор физико-математических наук, профессор - Л.Д.СОЛОВЬЕВ

доктор физико-математических наук - И.П.РЕКАЛО

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Ленинградский госуниверситет, физический факультет.

Автореферат разослан " " 1972 года

Защита диссертации состоится " " 1972 года
на заседании Ученого Совета Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета Р.А.Асанов

В теории элементарных частиц для описания широкого класса элементарных данных широко используются разнообразно упрощенные модели, каждая из которых описывает достаточно широкую область эксперимента.

Так например, экспериментальные данные по адронной спектроскопии успешно описываются моделью кварков. Для описания рассеяния адронов весьма плодотворной и полезной оказалась идея гладкого локального квазипотенциала и модель полюсов Редже. Анализ высокоэнергетического рассеяния адронов указывает на возможную сложную, протяженную структуру адронов характеризующуюся конечными эффективными размерами. Для понимания явлений глубоконеупругого рассеяния лептонов и адронов важную роль играет модель партонов, в которой адрон представляется сложным объектом, состоящим из точечных частиц партонов.

Однако, область применимости моделей, их возможные модификации и связь между ними можно понять лишь опираясь на общие принципы квантовой теории поля. Особенно плодотворную роль при изучении взаимодействий частиц играет введенное в основополагающих работах Н.Н. Боголюбова по теории дисперсионных соотношений [1], представление об амплитуде рассеяния, как единой аналитической функции своих переменных. Именно эта концепция лежит в основе метода дисперсионных правил сумм, которые являются мощным средством для изучения элементарных частиц и проверки различных модельных предсказаний. В формулировке дисперсионной теории, предложенной Н.Н. Боголюбовым, динамические предположения состоят в условиях на высокоэнергетическое поведение матричных элементов [1].

Предположение о достаточно быстром убывании матричных элементов приводит к свержодящимся правилам сумм, на основе которых были получены соотношения, близкие к результату алгебры токов и модели кварков [2]. Однако следует заметить, что многие амплитуды рассеяния не являются свержодящимися и дисперсионные соотношения для них требуют вычитания. Для амплитуд такого типа в работе А.А. Логунова, Л.Д. Соловьева, А.Н. Тавхелидзе [3] были предложены обобщенные свержодящиеся правила сумм, которые в дальнейшем получили название правил сумм для конечной энергии (FESR).

Правила сумм для конечной энергии выводятся для амплитуд, удовлетворяющих дисперсионным соотношениям и имеющих известное асимптотическое поведение. Правила сумм для конечной энергии нашли обширное применение в фенологическом анализе процессов взаимодействия элементарных частиц и привели к появлению концепции дуальности в теории элементарных частиц [4].

В настоящей диссертации рассматривается применение правил сумм для конечной энергии и дуальной резонансной модели.

Перейдем теперь к содержанию диссертации.

В главе II рассматривается задача о вычислении электромагнитных разностей масс адронов.

В § I изложена постановка задачи. Основой для вычисления электромагнитных разностей масс служит формула Коттинггама [5], которая выражает разность масс через амплитуду виртуального комптоновского рассеяния

$$\Delta m = -i\alpha \int \frac{d^4q}{q^2 - i\epsilon} T_{\mu\nu}(p, q) q^{\mu\nu} \quad (1)$$

разложение амплитуды $T_{\mu\nu}(p, q)$ по инвариантным амплитудам имеет вид

$$T_{\mu\nu}(p, q) = t_1(q^2, \nu) (q_\mu q_\nu - q_\mu q_\nu) + t_2(q^2, \nu) \left[\nu^2 g_{\mu\nu} + \frac{q^2}{m^2} p_\mu p_\nu - \frac{\nu}{m} (p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) \right] \quad (2)$$

где $\nu = p/m$, p - импульс, m - масса адрона.

Анализ электромагнитных разностей масс на основе модели кварков выявляет фундаментальное различие разностей масс $\Delta I = 2$ и $\Delta I = 1$. Электромагнитные разности масс $\Delta I = 2$ не содержат разности собственных масс кварков и в силу этого могут быть вычислены сравнительно просто, зная электромагнитные форм-факторы адронов. Электромагнитные разности масс $\Delta I = 1$ содержат разность собственных масс кварков требуют введения дополнительного параметра. На

языке дисперсионных соотношений и теории полюсов Редже этот факт проявляется в том, что асимптотическое поведение амплитуд $t_{1,2}^{(2)}(q^2, \nu)$ определяется A_2 -траекторией Редже, $\alpha_{A_2}(0) > 0$ и дисперсионное соотношение для амплитуды $t_1^{(1)}(q^2, \nu)$ требует вычитания. Необходимость вычитания в дисперсионном соотношении для $t_1^{(1)}(q^2, \nu)$ приводит к тому, что все вычисления, используемые в том или ином виде гипотезу о насыщении дисперсионных интегралов низколежащими состояниями, дают неверный ответ для разности масс $\Delta I = 1$.

Правила сумм для конечной энергии позволяют определить вычет Редже $\beta(q^2)$ и определить таким образом константу вычитания в дисперсионном соотношении для $t_1^{(1)}(q^2, \nu)$.

Амплитуда $t_2^{(1)}(q^2, \nu)$ удовлетворяет дисперсионному соотношению без вычитаний, поэтому в амплитуде $t_2^{(1)}(q^2, \nu)$ учитывается вклад лишь низколежащих резонансных состояний.

В § I обсуждается также ряд теоретических вопросов связанных с проблемой электромагнитных разностей масс. Бьеркен [6], привлекая идеи алгебры токов пытался связать асимптотическое поведение амплитуды комптоновского рассеяния с одновременными коммутаторами токов и пришел к выводу о логарифмической расходимости электромагнитной разности масс. Однако анализ Бьеркена предполагает, что существуют одновременные коммутаторы токов и их производных и кроме того, предполагает, что одновременный коммутатор определяет асимптотическое поведение амплитуды.

Исследования в рамках перенормированной теории возмущений показывают, что асимптотическое поведение не определяется одновременным коммутатором [7]. Возможна ситуация, когда одновременный коммутатор отличен от нуля и электромагнитная разность масс конечна [8]. Имеются модели, в которых требуемый коммутатор обращается в нуль. Таким образом, Бьеркеновская логарифмическая расходимость является модельно зависимым явлением и мы ее игнорируем.

Эксперименты SLAC по глубоко неупругому рассеянию электронов на протонах указывают на автомоделное поведение структурных функций [9]. Автомоделное поведение разности структурных функций для протона и нейтрона приводит, вообще говоря, к логарифмической расходимости разности масс. Однако существующие экспериментальные данные не противоречат тому, что разность структурных функций не обладает автомоделным поведением [10]. Таким образом, не вступая в противоречие с существующими экспериментальными данными можно считать, что вклад A_2 -траектории строится из резонансов прямого канала и убывает с ростом q^2 .

В асимптотическое поведение амплитуд $t_{1,2}(q^2, \nu)$ могут давать вклад фиксированные особенности в \mathcal{U} -плоскости (фиксированный полюс $\mathcal{U} = 0$ и кронекеровская дельта в $\delta_{\nu 0}$ в $t_1(q^2, \nu)$). Анализ существующих экспериментальных данных по глубоконеупругому рассеянию на протонах и дейтерии показывает, что в настоящее время нельзя сделать определенных выводов о величине и зависимости от q^2 вкладов фиксированных особенностей в \mathcal{U} -плоскости. Окончательное решение этого вопроса требует более точных экспериментальных данных. В силу этих обстоятельств мы считаем возможным рассмотреть задачу об экспериментальных разностях масс, игнорируя вклад фиксированных особенностей в \mathcal{U} -плоскости.

В § 2 вычисляются электромагнитная разность масс K -мезонов Π . В амплитуде комптоновского рассеяния и правилах сумм для конечной энергии учитываются резонансные вклады K и $K^*(895)$. Константы связи $K^* \rightarrow K + \gamma$ с помощью $SU(3)$ -симметрии выражаются через константу связи $\omega \rightarrow \pi + \gamma$.

Форм-фактор K -мезона выбирается на основе моделей векторной доминантности. Численные расчеты дают для полюсного вклада $\Delta m_{\text{пол}} = 2.71$ мэв, вклад асимптотической области $\Delta m_{\text{ас}} = -6.49$ мэв и окончательный результат $m_{K^*} - m_K = -3.78$ мэв. Отметим, что близкий метод расчета разности масс K -мезонов был использован в работе [12].

В § 3 вычисляется электромагнитная разность масс Ξ -гиперонов [13]. В амплитуде комптоновского рассеяния и правилах сумм для определения вклада A_2 -траектории, учитываются резонансные вклады Ξ и $\Xi^*(1530)$. Для нахождения магнитных моментов используется $SU(6)$ симметрия, причем вводится поправочный множитель m_N/m_{Ξ} , учитывающий разность масс нуклона и Ξ -гиперона. Форм-фактор выбирается в дипольном виде, параметр его подбирается таким образом, чтобы среднеквадратичный радиус Ξ -гиперона совпадал с предсказанием модели векторной доминантности. Обрезание в правиле сумм выбирается таким образом, чтобы в правиле сумм давал вклад только Ξ и Ξ^* . Окончательно результат следующий:
 $m_{\Xi} - m_{\Xi^*} = 6.28$ мэв, $\alpha(0) = 0.5$, $m_{\Xi^*} - m_{\Xi} = 6.88$ мэв,
 $\alpha(0) = 0.4$.

В § 4 вычисляется вероятность распада $\eta \rightarrow 3\pi$ [14]. Мы используем полюсную модель распада $\eta \rightarrow 3\pi$. Амплитуда распада выражается через матричный элемент перехода $\eta \rightarrow \pi^0$, $f_{\eta\pi}$ и амплитуду π - π рассеяния, для амплитуды π - π рассеяния используются результаты алгебры токов. Обычно матричный элемент $f_{\eta\pi}$

выражают с помощью $SU(3)$ -симметрии через электромагнитные разности масс Π и K -мезонов и получают для вероятности распада $\Gamma(\eta \rightarrow 3\pi^0) = 0.16$ кэв, что значительно отличается от того, что следует ожидать на основе экспериментальных данных по вероятности распада $\eta \rightarrow 2\gamma$ и отношений вероятностей распада $\Gamma(\eta \rightarrow 3\pi^0) = 0.69 \pm 0.24$ кэв. Для нахождения константы $f_{\eta\pi}$ мы не используем $SU(3)$ симметрию, а вычисляем ее тем же способом, каким были вычислены электромагнитные разности масс. Мы получаем $\Gamma(\eta \rightarrow 3\pi^0) = 0.63$ мэв, что весьма близко к экспериментальному значению. Отметим, что в недавней работе [15] аналогичный метод (правила сумм для конечной энергии) был использован для нахождения вероятности распада $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ и был получен результат, согласующийся с экспериментом, в отличие от простой модели векторной доминантности.

В III главе вычисляется сверхтонкое расщепление в атоме водорода [16]. Исследование сверхтонкого расщепления в атоме водорода является средством проверки не только квантовой электродинамики, но и наших сведений о структуре протона, поскольку основной эффект определяется взаимодействием электрона и протона на малых расстояниях.

Наиболее общей и удобной схемой рассмотрения уровней энергии, связанных состояний является метод квазипотенциального уравнения Логунова-Тавхелидзе. Квазипотенциальное уравнение для системы двух частиц со спином $1/2$ было получено и применено к задаче о сверхтонком расщеплении в работах Р.Н. Фаустова [17]. Окончательное выражение для сверхтонкого расщепления S -уровня имеет вид:

$$\Delta E_{hfs} = \frac{8\alpha^4 n^2 M^2}{3(m+M)^3} (1+\mu)(1+\frac{\alpha}{2\pi})(1+\delta) \quad (3)$$

где m - масса электрона, M - масса протона, μ - аномальный магнитный момент протона. Величина δ включает эффект структуры протона и имеет вид

$$\delta = \frac{\alpha m}{\pi(1+\mu)M} \left[\frac{3M^2}{i\pi^2} \int \frac{d^4k}{k^4} N_{\mu\nu}^{(e)} N_{\mu\nu}^{(p)} - 8M(1+\mu) \int_0^\infty \frac{dk}{k^2 - 2mW_k} \right] \quad (4)$$

где $W_k = \frac{m M \alpha^2}{2(m+M)}$, $N_{\mu\nu}^{(p,e)} = \frac{1}{4} \text{Sp} \left(C_{\mu\nu}^{(p,e)} \frac{1+\gamma_0}{2} \gamma_2 \gamma_5 \right)$

$C_{\mu\nu}^{(pe)}$ - амплитуда виртуального комптоновского рассеяния на протоне и электроне. Зависядая от спина амплитуда комптоновского рассеяния на протоне имеет вид

$$C_{\mu\nu}^{(p)} = \frac{1}{M^3} \left\{ M\nu [\gamma_\mu \gamma_\nu] - P_\nu [\gamma_\mu R] + P_\mu [\gamma_\nu R] \right\} H_1(k^2, \nu) + \frac{\nu}{M^3} \left\{ k^2 [\gamma_\mu \gamma_\nu] - k_\nu [\gamma_\mu R] + k_\mu [\gamma_\nu R] \right\} H_2(k^2, \nu) \quad (5)$$

Амплитуды $H_1(k^2, \nu)$, $H_2(k^2, \nu)$ содержат полюсной нуклонный вклад и вклад в разреза. Наша задача состояла в том, чтобы оценить вклад разреза. Наши оценки основаны на следующих соображениях. В первом интеграле в (4) область больших k^2 подавлена за счет большой степени k^2 в знаменателе. Основной вклад в (4) дается областью малых k^2 поскольку при $\eta \rightarrow 0$ в интегралах появляется расходимость. Вклад малых k^2 от амплитуды $H_1(k^2, \nu)$ можно выделить, воспользовавшись тем, что $H_1(k^2, \nu)$ удовлетворяют правилу сумм

$$\frac{1}{\pi} \int_{\nu_1(\omega)}^{\infty} \frac{d\nu^2}{\nu^2} \text{Im} H_1(\omega, \nu) = -\frac{k^2}{4M^2} \quad (6)$$

С учетом правила сумм величина δ распадается на сумму "модифицированной" борновской диаграммы, которая может быть вычислена точно, и модифицированный вклад разреза $S_2 + S_3$.

В величинах S_2 и S_3 подавлены области больших и малых k^2 потому следует ожидать, что их вклад мал.

В § 7 вычисляются полюсные вклады нуклона и изобары. Для нуклонного вклада в δ получено $-17,1 \cdot 10^{-6}$. Изобара N_{33} дает вклад $-35 \cdot 10^{-6}$, причем основной вклад идет от амплитуды H_1 , амплитуда H_2 дает вклад $\sim 0,5 \cdot 10^{-6}$. Вклад изобары таким образом не мал по сравнению с нуклонным вкладом.

Вклад модифицированной борновской диаграммы оказывается $-39,6 \cdot 10^{-6}$.

В § 8 оцениваются вклады S_2 и S_3 . $\text{Im} H_{1,2}$ аппроксимировались вкладом N_{33} резонанса и полюсом Редже $\beta_1(k^2) \nu^{2k}$. Вычет Редже $\beta_1(k^2)$ определяется с помощью правила сумм (6). Численные расчеты дают для S_2 величину не превышающую $1,5 \cdot 10^{-6}$. Вычет $\beta_2(k^2)$ определяется из сравнения с оценками Бьеркена [6] и для S_3 получена величина в пределах $(1+2) \cdot 10^{-6}$.

Окончательная величина поправки к фермиевскому расщеплению $\delta = (-40 \pm 6) \cdot 10^{-6}$. Ошибка в δ указывает на величину вкладов не поддающихся точному вычислению. Полученное значение δ и экспериментальная величина сверхтонкого расщепления в водороде согласуются при $\alpha^1 = 137,036$. Другие эффекты квантовой электродинамики также согласуются с экспериментом при указанном значении α . Таким образом, квантовая электродинамика в области малых энергий в настоящее время полностью согласуется с экспериментом [18].

В главе IV изучаются статистические свойства спектра резонансов в дуальной резонансной модели. Факторизация дуальных амплитуд показывает, что возбужденные уровни сильно вырождены. В связи с этим, в ряде случаев целесообразно вычислить средние величины, относящиеся к уровню с данной энергией и функции распределения различных физических величин. Так например, методами статистической механики можно вычислить вырождение уровня в зависимости от массы. Мы вычислили функцию распределения по спинам и среднее значение квадрата спина [19]. Мы находим сначала преобразование Фурье функции распределения по ℓ_2 и при $\alpha(s) = N \rightarrow \infty$ получим

$$G(\alpha, T) = 2\pi T \frac{\sin \alpha \ell_2}{\text{sh} \pi \alpha T} e^{\frac{\alpha^2 T}{2}} \quad ; \quad N = \frac{2\pi^2 T^2}{3} \quad (7)$$

Асимптотически точное выражение для $G(\alpha, T)$ было получено применением минимое преобразование Якоби. Из формулы (7) получаем $\bar{\ell}_2 = \frac{\alpha}{2}$, то есть "средняя" траектория в модели Венециано нелинейная. Функция распределения по проекции момента имеет вид

$$f(\ell_2, T) = \frac{1}{4T} \text{ch}^2 \frac{\ell_2}{2T} \quad (8)$$

Методы статистики могут быть использованы также для вычисления средних шири резонансов и сечений.

В главе V дуальная резонансная модель применяется для одночастичных инклюзивных реакций [20]. Исследования инклюзивных реакций представляет большой интерес в теории элементарных частиц, поскольку при высоких энергиях большую долю полного сечения составляет неупругое сечение. В работах А.А. Логунова и сотрудников инклюзивные реакции изучались с точки зрения общих принципов квантовой теории поля [21]. При некоторых предположениях относительно аналитических свойств по угловым переменным ими были получены оценки энергетической зависимости инклюзивных сечений и получен ряд результатов о поведении инклюзивных сечений при малом импульсе регистрируемых частиц.

Модельные рассмотрения инклюзивных реакций позволяют сделать более детальные предсказания свойств сечений. Дуальная резонансная модель для инклюзивной реакции $a+b \rightarrow c+X$ означает, что нерегистрируемые частицы X являются продуктами распада одного резонанса R и матричный элемент реакции $a+b \rightarrow c+R$ дается дуальной резонансной моделью. В результате мы приходим к тому, что инклюзивное сечение пропорционально $\Gamma^{-1} \text{Re} \mathcal{B}_c$, а полное сечение рассеяния пропорционально $\Gamma^{-1} \text{Re} \mathcal{B}_c$, где Γ некоторая средняя ширина резонанса. По существу это рассуждение есть вывод обобщенной оптической теоремы Мюллера [22] в дуальной резонансной модели. Интерпретация сечения инклюзивной реакции как вычета в полюсе по $\alpha(\Lambda^2)$ где Λ - масса нерегистрируемых частиц, позволяет провести все вычисления в физической области инклюзивной реакции и нам не приходится иметь дело с аналитическим продолжением сложных выражений в физическую область. Преимущества такого подхода к вычислению инклюзивных сечений в дуальной резонансной модели наиболее отчетливо видны при вычислении сечений двухчастичных инклюзивных реакций.

Затем мы вычисляем в явном виде импульсный спектр частицы C . Показано, что для импульсного спектра справедлив закон подобия Фейнмана-Янга, то есть импульсный спектр частицы C зависит только от $x = \xi p_c^0 S^{-1/2}$ и поперечного импульса \vec{q} . В области малых x импульсный спектр не зависит от x и экспоненциально убывает с ростом q . Исследованы свойства спектра вблизи границы фазового пространства $x \rightarrow 1$. Полученные характеристики спектра находятся в качественном согласии с экспериментом.

Закон подобия был установлен во многих моделях, что указывает на то, что закон подобия является гораздо более общим, чем любая частная модель. Именно такая точка зрения предложена в работе [23] где выдвинут, так называемый, принцип автомодельности.

Некоторые из дуальных амплитуд, дающих вклад в инклюзивное сечение, имеют особенности по S_{ab} . Нами получены формулы для их продолжения в физическую область, которые не дают лишних особенностей.

В заключении этой главы обсуждаются некоторые новые направления в исследовании инклюзивных реакций с помощью дуальной модели.

В главе VI на основе дуальной резонансной модели рассматриваются инклюзивные реакции вида $a+b \rightarrow c_1+c_2+X$. Сечение этой реакции выражается через вычет \mathcal{B} - точечной дуальной амплитуды в полюсе по $\alpha(\Lambda^2)$. Такое рассмотрение существенно упрощает вычисление сечения, поскольку в физической области инклю-

зивной реакции имеются особенности по $\alpha(S_{12})$.

Сечение инклюзивной реакции вычислено в разных областях фазового пространства. Показано, что выполняется закон подобия Фейнмана-Янга, то есть сечение реакции дается $f_2(x_1, \vec{q}_1; x_2, \vec{q}_2)$, где $x_1 = \xi p_c^0 S^{-1/2}$, $x_2 = \xi p_c^0 S^{-1/2}$, \vec{q}_1, \vec{q}_2 - поперечные импульсы.

Функция $f_2(x_1, \vec{q}_1; x_2, \vec{q}_2)$ факторизуется в области $x_1 x_2 < 0$

$$f_2(x_1, \vec{q}_1; x_2, \vec{q}_2) = f_1(x_1, \vec{q}_1) f_1(x_2, \vec{q}_2) \quad (9)$$

где $f_1(x_i, \vec{q}_i)$ - сечение одночастичной инклюзивной реакции. В области $x_1 x_2 > 0$ функция f_2 имеет довольно сложную структуру, обусловленную резонансами в канале S_{12} . В области малых x_1, x_2 (область пионизации) функция $f_2(x_1, q_1; x_2, q_2)$ зависит от x_1, x_2 только через x_1/x_2 . При малых $x_{1,2}$, $x_1 x_2 < 0$ функция $f_2(q_1, q_2, x_1/x_2) = f_1(q_1) f_1(q_2)$. Двухчастичные импульсные распределения также как и одночастичные экспоненциально убывают с ростом поперечных импульсов.

Перечислим основные результаты содержащиеся в диссертации:

1. Метод правил сумм для конечной энергии применен к амплитуде виртуального комптоновского рассеяния и на основе этого вычислены:

- а) электромагнитная разность масс K - мезонов
- б) электромагнитная разность масс Ξ - гиперонов
- в) вероятность распада $\eta \rightarrow 3\pi$.

2. Методом дисперсионных правил сумм вычислено сверхтонкое расщепление в атоме водорода.

3. Разработан статистический метод исследования спектра резонансов в дуальной резонансной модели. Вычислена функция распределения по спину резонансов в дуальной модели.

4. Сформулирован метод вычисления сечений инклюзивных реакций в дуальной резонансной модели. Все вычисления проводятся в физической области инклюзивных реакций.

5. Вычислены сечения одночастичных инклюзивных реакций во всех областях фазового пространства. Показано, что сечения инклюзивных реакций удовлетворяют закону подобия Фейнмана-Янга и показано, что имеет место универсальное экспоненциальное убывание по поперечному импульсу.

6. Исследованы двухчастичные инклюзивные реакции в дуальной резонансной модели. Рассмотрены свойства факторизации двухчастичных импульсных распределений.

Эти результаты докладывались на всесоюзных и международных конференциях и опубликованы в работах (11,13,14,16,19,20,24).

Литература

1. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию квантовых полей. ГИИЛ, М., 1957.
- Н.Н. Боголюбов, В.В. Медведев, М.К. Поливанов. Вопросы теории дисперсионных соотношений. Физматгиз, М., 1958.
2. В.А. Матвеев, Л.Д. Соловьев, В.В. Труминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ Р2-3118. Дубна, 1967.
3. А.А. Логунов, Л.Д. Соловьев, А.Н. Тавхелидзе. Phys.Lett., 24B, 171 (1967).
4. R. Dolen, D. Hogn, C. Schmidt - Phys.Rev., 166, 1768 (1968).
5. W.N. Cottingham Ann.
6. J.D. Bjorken - Phys.Rev., 148, 1467 (1966).
7. Z.L. Adler, W.K. Tung, - Phys.Rev.Lett., 22, 978 (1969);
H. Jaskiw, G. Preragata - Phys.Rev.Lett., 22, 975 (1969).
8. R. Brandt, J. Suchker - Phys.Rev.Lett., 20, 1131 (1968);
Phys.Rev., 177, 2218 (1968).
9. E.D. Bloomenthal et al.
Доклад на 15 международной конференции по физике высоких энергий. К., 1970.
10. J.W. Moffat, A.C.D. Wright - Phys.Rev., D5, 75 (1972);
Nuovo Cim., 64A, 972 (1969).
11. Г.М. Зиновьев, В.В. Труминский - ЯФ, т.9, 173 (1969).
12. F. Vucsellia, M. Cini, M. De Maria, B. Tigozzi
13. В.С. Доронич, В.В. Труминский. Препринт ОИЯИ, Р2-3928, Дубна, 1968.
14. В.В. Труминский. Препринт ИТФ- 68 -49. К., 1968.
15. G.J. Gounaris, A. Vengas, P. D. Slavaki - Nucl.Phys., B34, 418 (1971).

16. Г.М. Зиновьев, В.В. Труминский, Р.И. Фаустов, В.Л. Черняк - ЯФ, т.11, № 6, 1284 (1970).
17. Р.И. Фаустов. Автореферат докторской диссертации, Дубна, 1971.
18. Л.Д. Соловьев. Рапортерский доклад на 15 международной конференции по физике высоких энергий. К., 1970.
Препринт ИТФ-71-5Е.
19. В.В. Труминский. Препринт ИТФ-72-13Р, К., 1972.
20. Г.П. Демченко, В.В. Труминский. Препринт ИТФ-71-112Р, К., 1971.
21. А.А. Логунов, М.А. Мествиришвили, Игуен Ван Хыу. Phys.Lett. 25B, 61 (1967), препринт ИФЗ 71-93, Серпухов, 1971.
22. А.Н. Миллер - Phys.Rev., D2, 2963 (1970).
23. В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Е2-5962, Дубна, 1971.
24. Г.П. Демченко, В.В. Кухтин, В.В. Труминский. Препринт ИТФ-72-55Р.К., 1972.