

С 346

T-191

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

2 - 4263

А.В.Тарасов

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МЯГКИХ ФОТОНОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ

Специальность 041 - теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук профессор Л.И.Липидус

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук С.М.Биленький,
кандидат физико-математических наук М.П.Рекало

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт теоретической и экспериментальной физики ГКАЭ СССР

Автореферат разослан " " 1969 года
Защита диссертации состоится " " 1969 года на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Адрес: г. Дубна, Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета ЛЯП
кандидат физико-математических наук

О.А.Займидорога

2 - 4263

А.В.Тарасов

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МЯГКИХ ФОТОНОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ

Специальность 041 - теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

5809 89.

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

В последнее время довольно интенсивно исследуются процессы тормозного излучения фотонов при взаимодействии адронов. Экспериментаторами к настоящему времени измерены сечения процессов $p p \rightarrow p p \gamma$, $p p \rightarrow p n \gamma$, $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \gamma$, причём для первых двух процессов в относительно широком интервале кинетических энергий сталкивающихся нуклонов — от 3 до 200 Мэв в л.с. В ряде теоретических работ предпринимались попытки объяснить полученные экспериментальные результаты исходя из существующих представлений о механизме процесса тормозного излучения. В других работах исследовался вопрос, можно ли, изучая процессы тормозного излучения, получить новую физическую информацию и какую именно.

Поскольку в процессах тормозного излучения, сопровождающих адронные столкновения, существенно замешаны сильные взаимодействия, структура которых еще полностью не ясна, в общем случае не существует процедуры получения матричных элементов процессов тормозного излучения. Поэтому при теоретических исследованиях этих процессов используются различные модели и приближения.

В тех случаях, когда испускаются мягкие фотоны, амплитуду и наблюдаемые величины процесса тормозного излучения можно разлагать в ряд по энергии фотона и изучать последовательные члены этого разложения.

Исследованию характера информации, заключенной в первых членах разложения амплитуды и наблюдаемых величин процессов тормозного излучения (в частности, процесса $NN \rightarrow NN\gamma$) по энергии фотона, и посвящена настоящая диссертация.

Диссертация состоит из предисловия и трех глав.

В первой главе исследуются первые два члена разложения наблюдаемых величин произвольного процесса тормозного излучения по энергии фотона.

в §1 обсуждаются возможные следствия для наблюдаемых величин процесса тормозного излучения, вытекающие из теоремы Лоу/1/ об амплитуде этого процесса.

Согласно Лоу, первые два члена разложения амплитуды процесса тормозного излучения по импульсу фотона k требованием градиентной инвариантности этой амплитуды определяются однозначно и выражаются линейно через амплитуду соответствующего безрадиационного процесса на массовой поверхности и производные от нее по импульсам частиц, участвующих в процессе. Отсюда следует, что первые два члена разложения наблюдаемых величин процесса тормозного излучения по k выражаются через наблюдаемые величины соответствующего безрадиационного процесса.

В принципе эта связь может быть очень сложной (и это действительно так, если в тормозном излучении измеряется круговая поляризация фотона) и заранее не исключено, что в выражения для компонент простых поляризационных тензоров процесса тормозного излучения входят компоненты более сложных поляризационных тензоров безрадиационного процесса.

Если бы эта возможность реализовалась, то из результатов простых поляризационных измерений в тормозном излучении можно было бы в принципе извлекать информацию об амплитудах безрадиационного процесса, заключенную в более сложных поляризационных тензорах этого процесса.

Доказательству того, что такой возможности не существует, по крайней мере пока в тормозном излучении не измерена круговая поляризация фотона, и посвящена настоящая глава.

В §2 приводится выражение для матричного элемента произвольного процесса тормозного излучения в приближении Лоу. Показано, что в этом приближении, независимо от числа адронов, участвующих в процессе, и их спинов матричный элемент имеет некоторую общую структуру, позволяющую исследовать структуру выражений для наблюдаемых величин произвольного процесса тормозного излучения.

В §3 выражение для матричного элемента процесса тормозного излучения в форме, приведенной в предыдущем параграфе, используется для исследования структуры выражений для поляризационных тензоров процесса тормозного излучения. Показано, что, если в тормозном излучении не измеряется круговая поляризация фотона (т.е. либо поляризация фотона вовсе не измеряется, либо измеряется его линейная поляризация), то компоненты любого поляризационного тензора процесса тормозного излучения (имеются в виду тензоры, связанные со спинами адронов, а не фотона; линейная поляризация фотона, если она измеряется, входит в выражения для этих тензоров как параметр) в приближении Лоу выражаются, причём линейно, только через компоненты аналогичного поляризационного тензора соответствующего безрадиационного процесса и производные от них по импульсам частиц, участвующих в процессе:

$$P_{\gamma, Low}^{ik\dots rs} = D P^{ik\dots rs} + B_{\ell m\dots pq}^{ik\dots rs} P^{\ell m\dots pq} \quad (1)$$

Здесь $P_{\gamma, Low}^{ik\dots rs}$ — компоненты некоторого поляризационного тензора процесса тормозного излучения в приближении Лоу,
 $P^{ik\dots rs}$ — компоненты аналогичного (одноименного) поляризационного тензора соответствующего безрадиационного

процесса, D - некоторый дифференциальный оператор, содержащий дифференцирования по импульсам частиц, $V_{lm}^{ik\dots rs}$ - некоторые функции кинематических переменных, явные выражения которых надо вычислять в каждом конкретном случае отдельно.

Существенно, что в правую часть соотношения (1) не входят компоненты других (в том числе более сложных) поляризационных тензоров, отличных от $P^{ik\dots rs}$.

Таким образом, результаты поляризационных измерений в тормозном излучении (если поляризация фотона не измеряется) позволяют получать информацию только о величинах, извлекаемых из результатов аналогичных измерений в безрадиационном процессе, и о производных от этих величин по кинематическим переменным.

Это заключение делается в §4.

Там же указывается, что для случая, когда измеряется круговая поляризация фотона, нельзя получить в общем случае простые соотношения типа (1) между наблюдаемыми величинами процесса тормозного излучения и наблюдаемыми величинами соответствующего безрадиационного процесса. Для каждого конкретного процесса этот вопрос должен рассматриваться отдельно.

Во второй главе в приближении Лоу рассматриваются более подробно амплитуда и наблюдаемые величины процесса $NN \rightarrow NN\gamma$.

Во введении к главе (§1) кратко суммируются основные результаты главы.

В §2 изучается общая структура амплитуды процесса $NN \rightarrow NN\gamma$. Обсуждаются ограничения, накладываемые на амплитуду сохранением пространственной чётности.

Каждому неупругому процессу ($NN \rightarrow NN\gamma$) сопоставляется упругий процесс ($NN \rightarrow NN$) по следующей схеме:

импульсы сталкивающихся частиц процесса $NN \rightarrow NN$ совпадают с импульсами сталкивающихся частиц процесса $NN \rightarrow NN\gamma$; 3-импульсы рассеянных нуклонов процесса $NN \rightarrow NN$ направ-

лены в с.ц. сталкивающихся нуклонов вдоль разности 3-импульсов рассеянных нуклонов процесса $NN \rightarrow NN\gamma$. 32 скалярные амплитуды процесса $NN \rightarrow NN\gamma$ в приближении Лоу линейно выражаются через 5 скалярных амплитуд упругого процесса, сопоставленного данному неупругому указанным выше образом, и производные от них по углу рассеяния и энергии.

Коэффициентами в этих линейных соотношениях являются всего 28 функций кинематических переменных процесса $NN \rightarrow NN\gamma$, явный вид которых приведен в Приложении. Через эти 28 величин выражаются все величины $V_{lm}^{ik\dots rs}$ процесса $NN \rightarrow NN\gamma$.

В §3 приведены в приближении Лоу явные выражения компонент поляризационных тензоров процесса $NN \rightarrow NN\gamma$ до второго ранга включительно через компоненты аналогичных поляризационных тензоров процесса $NN \rightarrow NN$ для случая, когда в процессе $NN \rightarrow NN\gamma$ не измеряется поляризация фотона.

Дифференциальное сечение процесса $NN \rightarrow NN\gamma$ выражается линейно через дифференциальное сечение упругого NN -рассеяния и производные от него по углу и энергии. Все компоненты векторов поляризации и асимметрии (тензоров первого ранга) процесса $NN \rightarrow NN\gamma$ выражаются линейно через единственную величину, определяющую тензоры первого ранга процесса $NN \rightarrow NN$ - поляризацию рассеянных нуклонов, возникающую при упругом столкновении неполяризованных нуклонов, - и производные от нее по энергии и углу рассеяния.

Наконец, связь компонент тензоров второго ранга процесса $NN \rightarrow NN\gamma$ $\Pi_{ik,\gamma}$ с компонентами аналогичных тензоров упругого NN -рассеяния Π_{ik} имеет следующую структуру, не зависящую от конкретного Π :

$$\Pi_{nn,\gamma} = \hat{r} \Pi_{nn}$$

$$\Pi_{\ell\ell,\gamma} = \hat{r} \Pi_{\ell\ell} + \alpha_{\Pi} \Pi_{\ell m}$$

(2)

$$\Pi_{mm,\gamma} = \hat{r} \Pi_{mm} - \alpha_{\Pi} \Pi_{\ell m}$$

$$\Pi_{\ell m,\gamma} \pm \Pi_{m\ell,\gamma} = \hat{r} (\Pi_{\ell m} \pm \Pi_{m\ell}) + \beta_{\Pi}^{\pm} (\Pi_{\ell\ell} \pm \Pi_{mm})$$

$$\Pi_{\ell n,\gamma} \pm \Pi_{n\ell,\gamma} = \gamma^{\pm} (\Pi_{nn} + \Pi_{\ell\ell}) + \delta^{\pm} \Pi_{m\ell}$$

$$\Pi_{mn,\gamma} \pm \Pi_{nm,\gamma} = \mu^{\pm} (\Pi_{nn} + \Pi_{mm}) + \nu^{\pm} \Pi_{\ell m}$$

Здесь приведены компоненты тензоров по осям ℓ, m, n , где $\vec{\ell}, \vec{m}, \vec{n}$ - ортонормированная система векторов, связанная с импульсами упругого процесса (см., например, /2/), \hat{r} - некоторый дифференциальный оператор, содержащий дифференцирование по энергии и углу рассеяния. Величины $\alpha_{\Pi}, \beta_{\Pi}^{\pm}, \gamma_{\Pi}^{\pm}, \delta_{\Pi}^{\pm}, \mu_{\Pi}^{\pm}, \nu_{\Pi}^{\pm}$ - некоторые функции кинематических переменных процесса $NN \rightarrow NN\gamma$, разные для разных тензоров Π_{ik} .

В §4 обсуждается возможная имитация T-неинвариантных эффектов в упругом NN-рассеянии процессом тормозного излучения. Для этого используются явные выражения для поляризационных тензоров процесса $NN \rightarrow NN\gamma$ в приближении Лоу, полученные в предыдущем параграфе.

В §5 получены в приближении Лоу выражения для простейших поляризационных тензоров процесса $NN \rightarrow NN\gamma$ для случая, когда в тормозном излучении измеряется круговая поляризация γ -кванта. Та часть этих выражений, которая определяется билинейными комбинациями самих амплитуд NN-рассе-

яния (но не интерференцией амплитуд и их производных) приводится к линейной комбинации компонент поляризационных тензоров упругого NN-рассеяния ранга не более высокого, чем ранг рассматриваемого поляризационного тензора процесса $NN \rightarrow NN\gamma$. Так, например, соответствующая часть выражения для круговой поляризации фотона, испускаемого при столкновении неполяризованных нуклонов, пропорциональна поляризации рассеянных нуклонов, возникающей при упругом столкновении неполяризованных нуклонов.

Та же часть рассматриваемых* выражений, которая определяется интерференцией амплитуд NN-рассеяния и их производных, не может быть приведена к величинам, линейным по производным от компонент поляризационных тензоров NN-рассеяния, как это было в случае, когда не измерялась круговая поляризация фотона. Она выражается только нелинейно через наблюдаемые величины упругого NN-рассеяния, причём в эти выражения могут входить компоненты поляризационных тензоров любого ранга.

В этом смысле результаты простых поляризационных измерений в тормозном излучении, включающих измерения круговой поляризации γ -кванта, содержат информацию, заключенную в более сложных поляризационных тензорах упругого процесса.

В главе III исследуется третий член разложения амплитуды процесса тормозного излучения при столкновении двух заряженных частиц по энергии фотона ω . Не существует общих принципов, позволяющих получать следующие после второго члены разложения амплитуды тормозного излучения по ω не зависящим от модели образом. Поэтому в этой главе рассматривается приближение, в котором взаимодействие адронов трактуется как потенциальное, а взаимодействие их с электромагнитным полем как точечное.

В этом приближении можно записать замкнутое выражение для амплитуды тормозного излучения при столкновении адронов через амплитуды их упругого рассеяния вне массовой поверхности. Таким образом, в амплитуде тормозного излучения содержится информация о поведении амплитуды упругого рассеяния вне массовой поверхности.

Чувствительность сечения процесса тормозного излучения при столкновении нуклонов к вариациям поведения амплитуды упругого NN -рассеяния вне массовой поверхности исследовалась в основном в работах Собеля и Кромера /4-8/.

Однако в этих работах авторы учитывали вклад в матричный элемент процесса тормозного излучения только полюсных диаграмм, описывающих излучение фотона до и после процесса взаимодействия нуклонов, пренебрегая вкладом диаграмм структурного излучения, описывающих излучение фотона в процессе взаимодействия нуклонов. Такое пренебрежение привело, в противоречии с теоремой Лоу, к появлению немассовых эффектов уже во втором члене разложения амплитуды тормозного излучения по энергии фотона, что обусловило заметную чувствительность рассчитанных авторами сечений процесса тормозного излучения к поведению амплитуд упругого рассеяния вне массовой поверхности.

Обзор основных работ, посвященных извлечению немассовой информации из амплитуды тормозного излучения, анализ приближений, используемых авторами этих работ, и анализ влияния этих приближений на окончательные выводы даны в первом параграфе третьей главы.

Основное содержание этой главы – исследование структуры немассовых эффектов в третьем члене разложения по ω амплитуды процесса тормозного излучения, сопровождающего рассеяние двух заряженных частиц, взаимодействующих между собой через потенциал.

В §2 определяется амплитуда упругого рассеяния двух частиц, взаимодействующих через локальный потенциал, вне массовой поверхности.

Выводится некоторое тождество, зависящее от векторного параметра \vec{k} , связывающее некоторые интегралы от величин, билинейных по амплитудам упругого рассеяния вне массовой поверхности, с величинами, линейными по этим амплитудам. Это тождество по существу является тождеством Уорда для потенциального рассеяния. Оно обеспечивает градиентную инвариантность амплитуды процесса тормозного излучения. Разложение тождества Уорда по степеням векторного параметра позволяет получить целый ряд тождеств. Некоторые из них будут использованы в §4.

В§3 приводится выражение для амплитуды процесса тормозного излучения, сопровождающего рассеяние двух частиц с произвольными зарядами, массами, спинами и гиромагнитными отношениями, взаимодействующих через локальный потенциал.

Эта амплитуда представляется в виде суммы двух слагаемых $M_I + M_{II}$. M_I описывает излучение фотона до и после процесса взаимодействия частиц и выражается линейно через амплитуду упругого рассеяния вне массовой поверхности. M_{II} описывает излучение фотона в процессе взаимодействия частиц и представляется в виде интеграла по импульсам промежуточных состояний от величин, билинейных по амплитудам упругого рассеяния вне массовой поверхности.

В §4 производится разложение амплитуды $M = M_I + M_{II}$ по импульсу фотона и удерживаются первые три члена разложения.

Немассовые эффекты, происходящие от такого разложения величины M_I , имеют форму производных по массам от амплитуды упругого рассеяния и могут быть названы дифференциальными немассовыми эффектами.

Внемассовые эффекты от разложения величины M_{II} представляют некоторые интегралы от величин, билинейных по амплитудам упругого рассеяния вне массовой поверхности, и названы интегральными внемассовыми эффектами. Используя тождества, получающиеся при разложении тождества Уорда по степеням векторного параметра, можно часть интегральных внемассовых эффектов в разложении амплитуды M_{II} по импульсу фотона выразить через величины, линейные по производным от амплитуды упругого рассеяния по массам.

Получающиеся при таком приведении дифференциальные внемассовые эффекты в большинстве случаев по форме совпадают с аналогичными величинами, получающимися от разложения M_I , но противоположны им по знаку.

Таким образом, в полной амплитуде $M = M_I + M_{II}$ происходит довольно значительная компенсация внемассовых эффектов. В тех случаях, когда все интегральные внемассовые эффекты сводятся к дифференциальным, происходит полная компенсация внемассовых эффектов в соответствующих членах разложения полной амплитуды $M = M_I + M_{II}$ по импульсу фотона.

Так, в соответствии с теоремой Лоу, такая компенсация осуществляется во втором члене разложения величины M по фотонному импульсу \underline{k} .

В третьем члене разложения величины M по \underline{k} в общем случае (произвольные заряды, массы и т.д.) не происходит полного приведения интегральных внемассовых эффектов к дифференциальным и, следовательно, полной компенсации внемассовых эффектов. При этом внемассовые эффекты входят в амплитуду M всегда в комбинациях, содержащих как дифференциальные, так и интегральные внемассовые эффекты. Причём отделить первые от вторых нельзя ни по угловой, ни по спиновой зависимости амплитуды M .

В третий член разложения амплитуды M по \underline{k} (член порядка k) внемассовые эффекты входят в общем случае в виде двух комбинаций, каждая из которых содержит как дифференциальные, так и интегральные внемассовые эффекты. Одна из этих комбинаций имеет ту же спиновую структуру, что и амплитуда упругого рассеяния, и носит название электрических внемассовых эффектов. Интегралы в этой комбинации ни при каких условиях не приводятся к выражениям безинтегральным, и полной компенсации внемассовых эффектов в ней не происходит.

В амплитуду M электрические внемассовые эффекты входят с множителем $(\frac{e_1}{m_1} - \frac{e_2}{m_2})$, где $e_{1,2}$ и $m_{1,2}$ - заряды и массы сталкивающихся частиц.

Спиновая структура другой комбинации внемассовых эффектов, носящих название магнитных, получается из спиновой структуры амплитуды упругого рассеяния умножением на оператор спина одной из частиц. Интегралы от внемассовых амплитуд, содержащиеся в комбинации магнитных внемассовых эффектов, могут быть приведены к безинтегральным выражениям (и внемассовые эффекты при этом полностью компенсируются в этой комбинации), если взаимодействие заряженных частиц между собой не зависит от их спинов.

В §5 полученные общие результаты обсуждаются в применении к некоторым конкретным процессам. В частности, указывается, что для случая столкновения двух тождественных бесспиновых частиц или двух тождественных частиц со спинами, но с взаимодействием, не зависящим от спинов, амплитуда тормозного излучения при столкновении таких частиц вплоть до членов порядка k (т.е. первые три члена разложения этой амплитуды по k) определяется амплитудой соответствующего упругого процесса на массовой поверхности. Разумеется, это утверждение справедливо лишь с той точностью, с какой взаимодействие заряженных частиц может рассматриваться как потенциальное.

Третий член разложения по k амплитуды, например, процесса $pp \rightarrow p\bar{p}u$ содержит только магнитные немассовые эффекты, которые не компенсируют друг друга, пока существенную роль играет спин-орбитальное взаимодействие.

В заключении к главе (§6) подчеркивается, что учёт диаграмм структурного излучения, которыми обычно пренебрегается, существенно меняет заключение о чувствительности сечения процесса тормозного излучения к немассовым эффектам. Полная компенсация немассовых эффектов полюсных диаграмм немассовыми эффектами диаграмм структурного излучения во втором члене разложения амплитуды тормозного излучения по энергии фотона и обнаруженная в этой главе тенденция к подобной компенсации в третьем члене разложения свидетельствуют о том, что сечение процесса тормозного излучения гораздо менее чувствительно к немассовым эффектам, чем считалось до сих пор на основании анализа Собеля и Кромера. Наличие же в амплитуде M наряду с производными от амплитуд упругого рассеяния интегралов от величин билинейных по амплитудам упругого рассеяния вне массовой поверхности существенно усложняет проблему извлечения информации о самих немассовых амплитудах даже, если в будущем возросшая точность эксперимента позволит получать упомянутые в §4 комбинации немассовых эффектов.

Основные результаты диссертации изложены в работах/8-12/. Работы/8-11/ доложены на I Международном совещании по пион-нуклонным взаимодействиям.

Л и т е р а т у р а

1. F.E. Low, Phys. Rev. 110, 974, 1958.
2. С.М.Биленький, Л.И.Лapidус, Р.М.Рындия, УФН, 84, 243, 1964.
3. T.H.Burnett and N.M.Kroll, Phys. Rev. Letters, 20, 86, 1968.

4. M.I.Sobel and A.H.Cromer, Phys. Rev., 132, 2698, 1968.
5. M.I.Sobel, Phys. Rev, 138, 1517, 1965.
6. A.H.Cromer and M.I.Sobel, Phys. Rev., 152, 1351, 1966.
7. M.I.Sobel, Phys. Rev, 152, 1385, 1966.
8. M.I.Sobel and A.H.Cromer, Phys. Rev, 158, 1157, 1967.
9. А.В.Тарасов, ЯФ, 8, 992, 1968.
10. А.В.Тарасов, Препринт ОИЯИ P2-3830, Дубна, 1968.
11. А.В.Тарасов, Препринт ОИЯИ P2-3851, Дубна, 1968.
12. А.В.Тарасов, Препринт ОИЯИ P2-4010, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 января 1969 года.