

С 324  
Л-416  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

А.Н. Лезнов

2207

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ПОЛЯ  
С НЕЛОКАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук

Д.А. Киржниц

Дубна 1965

А.Н. Лезнов

2207

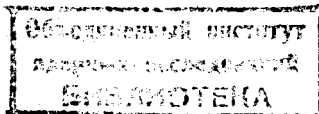
ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ПОЛЯ  
С НЕЛОКАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

2880вр.

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук

Д.А. Киржиц



1. Нелокальная теория поля, имея тридцатилетнюю историю и обширную литературу, в настоящее время далека от своего окончательного завершения и понимания. Введение нелокальности диктуется как соображениями принципиального порядка, так и часто практическими требованиями иметь феноменологический аппарат, способный описать отклонения от предписаний локальной теории, если таковые будут обнаружены экспериментально.

Известные ультрафиолетовые расходимости локальной теории ведут свое происхождение от произведений сингулярных функций при совпадающих значениях аргументов. С введением нелокальности взаимодействия обычно связывается надежда избежать нонинтегрируемых комбинаций сингулярных функций и таким образом получить теорию без расходимостей, явным образом содержащую импульс обрезания или элементарную длину, численное значение которой в настоящее время совершенно неясно. Наибольшее значение имела бы схема подобного рода для теории неперенормируемого типа, где построение локальной теории наталкивается на серьезные трудности.

В настоящее время в связи с подготовкой опытов на встречных пучках по проверке квантовой электродинамики вплоть до расстояния  $10^{-14}$ – $10^{-15}$  см (порядка несколько Гэв по энергетической шкале) и постоянно увеличивающейся точностью эксперимента по проверке дисперсионных соотношений сильно возрастает значение нелокальной теории как чисто феноменологической схемы, способной объяснить результаты эксперимента. Фактически всякое предполагаемое отклонение от локальной теории описывают обычно нелокальным образом введением форм-факторов в различные структурные элементы (вершину, линию) фейнмановской диаграммы исследуемого процесса, совершенно игнорируя выполнимость основных физических требований (унитарности, макропричинности, градиентной инвариантности в случае квантовой электродинамики).

Цель настоящего исследования состоит в построении последовательной феноменологической нелокальной теории, удовлетворяющей требованиям релятивистской ковариантности, унитарности; налагается требование, чтобы матричные элементы  $S$ -матрицы в области низких ( $E < \Lambda$ ,  $\Lambda$  - параметр обрезания) энергий обладали аналитическими свойствами локальной теории, позволяющими вывести дисперсионные соотношения для процессов рассеяния при малых энергиях.

2. Настоящая диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

Введение содержит краткий обзор основных этапов развития нелокальной теории поля. Идея нелокальности возникла непосредственно вслед за формулировкой квантовой электродинамики и выявления наличия в ней ультрафиолетовых расходимостей. Введение в расходящиеся в импульсном пространстве интегралы обрезającego множителя, которому в координатном пространстве соответствует "размазывание" взаимодействия с помощью жесткого форм-фактора, является, по-видимому, простейшей возможностью избежать бессмысленных расходящихся выражений. Было предпринято несколько интересных попыток из тех или иных физических допущений вывести вид обрезającego множителя. В работах М.А.Маркова<sup>/1/</sup> сделано предположение о принципиальной невозможности (по аналогии с соотношением неопределенности) одновременного измерения координат пробного тела и компонент измеряемого поля. Дальнейшее развитие эта идея получила в работах Юкавы<sup>/2/</sup>, где показано, что подобная схема приводит в случае свободных полей к ансамблю частиц конечного радиуса, который интерпретируется как элементарная длина. Другая интересная возможность рассмотрена Снайдером<sup>/3/</sup>, допустившим принципиальную невозможность измерения пространственно-временных координат (квантованное пространство). В дальнейшем было показано, что как схемы Маркова-Юкавы, так и теория Сайдера в применении к задаче взаимодействия полей, в основном эквивалентна обычным нелокальным теориям с форм-фактором определенного вида.

Явно ковариантная форма записи локальной теории в работах Томонага<sup>/4/</sup>, Швингера<sup>/5/</sup>, создание графической техники Фейнманом побудили Блоха провести аналогичное исследование применительно к гайзенберговским уравнениям нелокальной теории<sup>/6/</sup>. Блоху удалось, проведя квантование по Янгу-Фельдману нелокальных гайзенберговских уравнений, построить релятивистски ковариантное выражение для оператора рассеяния  $S$ . В этой же работе разработана диаграммная техника для вычисления матричных элементов. Проведенное с ее помощью исследование показало, однако, что класс форм-факторов, устраняющий ультрафиолетовые расходимости, противоречит условию макропричинности и не дает правильного предельного перехода при стремлении элементарной длины к нулю. Вопрос об унитарности теории оставался открытым.

Попыткам распространить аксиоматический подход Н.Н.Боголюбова - Е.Штюккельберга на нелокальную теорию посвящены работы Штюккельберга и Вандерса<sup>/7/</sup> и Б.В.Медведева<sup>/8/</sup>. В первой из упомянутых работ доказана несовместимость в нелокальной теории условий макропричинности и унитарности. В главе II-ой настоящей диссертации будет показано, что этот результат получен благодаря неудачному выбору антиэрмитовой части вершинной диаграммы. В исследовании Б.В.Медведева<sup>/8/</sup> показано, что теория Блоха может быть сделана унитарной вплоть до 4-го порядка за счет повышения симметрии лагранжиана взаимодействия; там же дан общий способ построения

унитарной релятивистски ковариантной  $S$  матрицы, удовлетворяющей условию макропричинности. Физический смысл критерия макропричинности, однако, оставался неясным и в дальнейшем каких-либо практических результатов на этом пути получено не было. Достаточный критерий "короткодействия", необходимый при формулировке условия макропричинности, установлен в работе Кретьена и Пайрса<sup>/9/</sup>. В работах Паули<sup>/10/</sup>, Б.В.Медведева<sup>/8/</sup> исследован вопрос о динамических переменных и интегралах движения в нелокальной теории поля. В серии работ Д.А.Киржица<sup>/11/</sup> сформулированы общие правила построения релятивистски ковариантной унитарной  $S$ -матрицы нелокальной теории. Применение этого метода к нелокальной теории с жестким форм-фактором, вставленным в вершину, показало, что никаким разумным выбором обрезającego множителя не удастся устранить ультрафиолетовые расходимости и что, самое главное, в матричных элементах нелокальной теории появляются близкие акаузальные особенности, приводящие к резкому нарушению дисперсионных соотношений в низкоэнергетической области.

В работах Оме<sup>/12/</sup> и Б.Л. Иoffee<sup>/13/</sup> выведены дисперсионные соотношения в нелокальной теории в предположении исчезновения коммутатора гайзенберговских операторов вне светового конуса. Исследованию связи между степенью убывания коммутатора вне светового конуса с особенностями амплитуды рассеяния, посвящена работа Л.В.Прохорова<sup>/14/</sup>. Д.И.Блохинцевым и Г.И.Колеровым<sup>/15/</sup> на основе определенной модели нелокальной теории получены измененные дисперсионные соотношения; однако, характер нарушения дисперсионных соотношений, отмеченный в<sup>/15/</sup>, сохраняется, по всей видимости, в любой разумной нелокальной теории. Проведенное в этой работе сравнение измененных дисперсионных соотношений с имеющимся экспериментальным материалом дало верхнюю границу для элементарной длины  $l \approx 10^{-14}$  см.

При построении нелокальной квантовой электродинамики возникают дополнительные трудности, связанные с необходимостью выполнения требования градиентной инвариантности. Успешное решение аналогичной классической проблемы найдено в работах Д.И.Блохинцева<sup>/16/</sup> и Мак-Мануса<sup>/17/</sup>, перенесение этого результата на квантовую область встретило на своем пути серьезные трудности. Кретьеном и Пайрсом<sup>/18/</sup> доказана невозможность построения нелокальной градиентной инвариантной теории в рамках принципа наименьшего действия. Совместить требования градиентной инвариантности и сходимости в этом случае не представляется возможным. Предложенный путь построения нелокальной электродинамики в работах Леви<sup>/19/</sup>, Сударшана и др.<sup>/20/</sup> представляется нам неудовлетворительным, поскольку при этом появляются либо нефейнмановские близкие особенности (связка электромагнитных потенциалов с самого начала выбирается в поперечной форме  $g_{1a} = \frac{k_1 k_a}{k^2}$ ), либо нарушается унитарность. Таким образом, основными нерешенными остаются в нелокальной теории проблемы

последовательного устранения расходимостей во всех порядках теории возмущения, проблема макропричинности и тесно связанный с ней вопрос об аналитических свойствах матричных элементов. В случае электродинамики необходимо удовлетворить требованию градиентной инвариантности.

3. Глава 1-я посвящена проблеме сходимости и построению градиентно-инвариантной квантовой электродинамики.

В параграфе 1-м обсуждаются общие физические требования, налагаемые на  $S$ -матрицу нелокальной теории. Таковыми являются требования релятивистской ковариантности, унитарности, наличия предельного перехода к локальной теории (для теории перенормируемого типа) при стремлении к 0 элементарной длины, отсутствие расходимостей. Поскольку в настоящее время не существует сколько-либо убедительным образом сформулированного критерия макропричинности, то это требование заменяется требованием отсутствия близких ( $E < \Lambda$ ,  $\Lambda$  - импульс обрезания) нефейнмановских особенностей у матричных элементов нелокальной  $S$ -матрицы. Наличие близких нефейнмановских особенностей привело бы к резкому нарушению дисперсионных соотношений в хорошо проверенной экспериментально низкоэнергетической области. Кроме того это, по-видимому, привело бы к нарушению любого разумного критерия макропричинности.

В параграфе 2 построена модель нелокальной теории, удовлетворяющая всем перечисленным требованиям. В основу построения положены свойства регуляризации Паули-Вилларса [21]. Известно, что теория, регуляризованная по Паули-Вилларсу, не является унитарной, будучи строго микропричинной. Для восстановления унитарности на пространстве физических состояний необходимо выбросить из промежуточных состояний нефизические состояния с большей обрезавшей массой. Поскольку матричные элементы, соответствующие реальным промежуточным состояниям, имеют пороговый характер, т.е. являются функциями вида  $\theta(S - (\mu +)^2)$ , где  $S$  - кинематические инварианты диаграммы,  $\mu$  - массы промежуточных состояний; неучет нефизических промежуточных состояний эквивалентен отбрасыванию  $\theta$ -образных членов, в которых хотя бы одна из масс большая. Таким образом, возникают следующие правила построения матричных элементов нелокальной теории подобного вида: по обычным правилам Фейнмана строится матричный элемент исследуемого процесса с регуляризованными функциями распространения; из эрмитовых частей выбрасываются все пороговые члены, начинающиеся с большой массы. Отсюда видно, что в рассматриваемом варианте НТП никаких нарушений аналитических свойств локальной теории происходить не будет, пока ни один из инвариантов диаграммы не превосходит импульса обрезания.

При исследовании условия макропричинности предпочтительнее может оказаться вариант нелокальной теории, в котором нарушение аналитических свойств не будет

происходить в непосредственной близости от действительной оси комплексной плоскости, т.е. возникающие дополнительные акаузальные особенности целиком будут сосредоточены в верхней полуплоскости. Нелокальная теория подобного вида исследуется в параграфе 3-м, где регуляризация проводится с помощью комплексных нефизических масс. Сформулирована простая диаграммная техника и с ее помощью вычислены матричные элементы простейших процессов.

В параграфе 4-м установлена связь между нелокальными схемами, рассмотренными в предыдущих параграфах, и общим методом  $T_E$  экспоненты Д.А. Киржница [11]. Наличие единого аналитического выражения для оператора рассеяния может оказаться более предпочтительным при исследовании общих свойств нелокальной теории вне рамок теории возмущения. Оказывается, что унитарная регуляризация Паули-Вилларса (§ 2) в основном эквивалентна определенным образом размазыванию "действия" в методе  $T_E$  экспоненты. Матрица  $S$  в интересующем нас случае может быть записана в виде  $T_E(\exp i \int \frac{P}{E} d\bar{g})$  где "действие"  $\bar{L}_E = P \int \bar{L}_E(\bar{\phi}) d^4x$ , где  $\bar{L}_E$  - локальный лагранжиан, выраженный через регуляризованные операторы  $\bar{\phi} = \phi - \sum_m \phi_m$ ,  $\phi_m$  - операторы физических полей  $[\phi_m, \phi_m] = iD_m$ ,  $\phi_m$  - операторы нефизических полей  $[\phi_m, \phi_m] = -iD_m$ ,  $P$  - оператор проектирования на пространство физических амплитуд.

Параграф 5-й посвящен проблемам перенормировки нелокальной теории поля.

В параграфе 6-м проведено построение градиентно-инвариантной нелокальной электродинамики. Способ построения естественным образом вытекает из свойств градиентно-инвариантной регуляризации Паули-Вилларса, при которой регуляризации подвергаются фотонные функции распространения и электронные пропагаторы, входящие в замкнутые циклы. Отбрасывая из унитарных частей таким образом построенных матричных элементов пороговые члены, начинающиеся от большой "нефизической" массы, приходим к матричным элементам релятивистски ковариантной, унитарной  $S$  матрицы, удовлетворяющей требованию градиентной инвариантности. Показано, что в рамках метода  $T_E$  экспоненты это эквивалентно размазке действия;  $\bar{L}_E = P \int d^4x A_1(x) \{ \bar{\psi}_\mu \gamma_\mu \psi_\mu - \sum_m \bar{\psi}_m \gamma_\mu \psi_m \}$ , т.е. взаимодействие электромагнитного поля происходит с сохраняющимися токами физических и нефизических полей.

4. В главе II -й исследуются общие вопросы, касающиеся различных формулировок условия макропричинности в нелокальной теории поля.

Параграф 7-й содержит вводные замечания. Подчеркнута, существенная разница между условием микропричинности локальной теории, с помощью которого теория строится однозначно, с точностью до квазилокальных членов, и условием макропричинности нелокальной теории, призванным гарантировать только отсутствие акаузальных эффектов на макроскопических расстояниях и за макроскопические времена. Факт нарушения макропричинности соответствовал бы процессу, при котором частицы-продукты реакции появлялись бы до взаимодействия сталкивающихся частиц.



Во многих важных случаях следствием условия строгой микропричинности являются дисперсионные соотношения, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными вплоть до энергии порядка нескольких Гэв<sup>/22/</sup>. Поэтому степень невыполнения дисперсионных соотношений в нелокальной теории приобретает большую актуальность.

В параграфе 8 проведено построение "дисперсионных" соотношений, возникающих в моделях нелокальной теории, рассмотренных в параграфах 2-4 главы 1-й. Показано, что дисперсионное соотношение для амплитуды рассеяния вперед принимает вид

$$\operatorname{Re} f(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_{\mu}^{\infty} \frac{\omega' \operatorname{Im} f(\omega') d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2} + F(\omega),$$

где функция  $F(\omega)$  ведет себя при малых  $\omega$  как  $A + (\frac{\omega}{\Lambda})^2$ ,  $\Lambda$  - импульс обрезания. Сравнение дисперсионных соотношений подобного вида с экспериментом проведено в работе<sup>/15/</sup>, где показано, что нарушение подобного рода не противоречит эксперименту при выборе импульса обрезания  $\Lambda$  - нескольких Гэв.

В параграфе 9-м рассмотрены различные формулировки критерия микропричинности. В большинстве предложенных до сих пор формулировок этот критерий выступает как некое ослабленное условие строгой микропричинности локальной теории. Исчезновение коммутатора гайзенберговских операторов вне светового конуса заменяется требованием достаточно быстрого его убывания. Очень интересная попытка связать условия микропричинности только с наблюдаемыми экспериментально величинами содержится в работе Вандерса<sup>/23/</sup>, где показано, что требование отсутствия передачи акаузального взаимодействия на макроскопические расстояния и времена накладывает определенные ограничения на аналитические свойства матричных элементов  $S$ -матрицы.

Параграф 10-й посвящен детальному разбору работы Штюккельберга и Вандерса<sup>/17/</sup>, в которой доказывается невозможность построения нелокальной теории поля. Показано, что выводы упомянутых авторов о невозможности совместить в третьем порядке теории возмущений условия унитарности и микропричинности являются результатом неудачного подбора антиэрмитовой части вершинной диаграммы. Показано, что критерий микропричинности Штюккельберга и Вандерса в совокупности с достаточным условием "короткодействия" Кретьена и Пайрлса, эквивалентное требованию отсутствия близких нефейнмановских особенностей у матричных элементов в импульсном представлении. Исследованием особенностей унитарной части вершинной диаграммы показано, как однозначно (с точностью до короткодействующей функции) должна быть подобрана реальная часть для того, чтобы критерий микропричинности выполнялся в этом приближении. Опираясь на доказанную в работе Л.В. Прохорова<sup>/14/</sup> применимость рекуррентной формулы Леммана, Симанчика, Циммермана в нелокальной теории, в параграфе 11 мы доказываем формальную выполнимость критерия микропричинности Штюккельберга и Вандерса в достаточно широком классе нелокальных теорий.

Нарушение условия микропричинности при достаточно больших значениях кинематических инвариантов в моделях, рассмотренных в первой главе, ставит нелый ряд вопросов, касающихся описания взаимодействия макроскопических тел в нелокальной теории. Кинематические инварианты макроскопических тел велики по сравнению с импульсом обрезания  $\Lambda$  (для примера  $\Lambda = 10^4 \text{ Гэв} = 10^{-10}$  абс. ед. энергии). Поэтому возникает вопрос о правильном предельном переходе в область классических понятий. В параграфе 12-м показано, что в условиях классического эксперимента при взаимодействии двух заряженных шариков из бузины в регуляризованную функцию Грина входит не переданный импульс, а на много порядков меньшая величина  $h/d$ , так что нарушение микропричинности для таких процессов не происходит.

В параграфе 13 подведены некоторые итоги исследования проблемы микропричинности, проведенного во второй главе. По-видимому, для правильной формулировки критерия микропричинности необходим более детальный анализ процессов измерения в квантовой теории поля. Дело в том, что при формулировке этого критерия существенную роль играют свойства 4-мерных областей пространства-времени, по которым происходит усреднение физических величин, однако, вопрос о связи между степенью гладкости этих областей и условиями мысленного эксперимента по проверке критерия микропричинности остается не исследованным.

5. В главе III-й рассмотрены некоторые возможные приложения нелокальной теории поля. В настоящее время ничего определенного о численном значении элементарной длины не известно. Предполагаемый порядок этой величины варьируется разными авторами в пределах  $10^{-14} - 10^{-17}$ . Не исключено, что нелокальные эффекты могут оказаться существенными в процессах с участием сильно взаимодействующих частиц. Параграфы 14 и 15 посвящены построению нелокальной модели "промежуточных частиц". Открытие симметрии сильных взаимодействий и ее успешное приложение к проблеме классификации элементарных частиц указывает на существование единого, универсального взаимодействия между сильно взаимодействующими частицами, динамическая природа которого совершенно не ясна в настоящее время. Поскольку переносчиков сильного взаимодействия, "кварков", как реальных частиц, не наблюдалось в процессах с низкими энергиями, то им приписывается большая масса. Не исключено, что кварков как реальных частиц на самом деле не существует. В этом случае имеется возможность допустить существование кварков только в виртуальных состояниях, т.е. в конечном счете допустить нелокальность сильных взаимодействий. Предложена нелокальная модель  $SU_3$  симметричного сильного взаимодействия. С ее помощью вычислены массовые формулы для октета псевдоскалярных мезонов.

В параграфе 16 проведено вычисление значения аномального магнитного момента  $\mu$ -мезона и показано, что способ обрезания в фотонной функции распространения

существенен для определения верхней границы элементарной длины. Обрезание с помощью комплексных масс дает на основании имеющегося экспериментального материала значение для  $\Lambda > 0,5$  Гэв, в то время как использование реальных масс дает для этой величины  $\Lambda > 1$  Гэв.

В параграфе 17 обсуждается возможность экспериментальной проверки различных вариантов нелокальной квантовой электродинамики, рассмотренных в главе 1. Отрицательный результат эксперимента по образованию пар под большими углами свидетельствовал бы в пользу справедливости нелокальной электродинамики, рассмотренной в главе 1. Если результаты работы <sup>/24/</sup>, в которой наблюдалось расхождение теоретических предсказаний и экспериментальных данных в указанном эксперименте, в дальнейшем подтвердятся, то это будет свидетельствовать, что обрезание происходит каким-то более сложным способом. Показано, что из экспериментов по электрон - электронному рассеянию можно сделать однозначное заключение о способе обрезания в рамках рассматриваемой модели; в случае использования комплексных масс добавка в угловом распределении получается с противоположным знаком по сравнению со случаем, когда обрезание производится с помощью действительных масс.

В заключение подчеркивается, что основные результаты диссертации подтверждают ту точку зрения, что трудности нелокальной теории не присущи ей органически, а происходят из-за чрезмерно прямолинейного обобщения понятий и методов локальной теории вне области их применимости.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах <sup>/25,26/</sup> и докладывались на XII Международной конференции по физике высоких энергий 1964 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. М.А. Марков. ЖЭТФ, 10, 1311 (1940); ЖЭТФ 21, 11 (1951).
2. Н. Yukawa. Phys. Rev., 75, 219 (1949); 77, 651 (1950).
3. Н. Yukawa. Phys. Rev., 71, 38 (1947).
4. S. Tomonaga. Progr. Theor. Phys., 1, 27 (1946); 2, 101 (1947).
5. J. Schwinger. Phys. Rev., 74, 1439 (1949); 75, 651 (1949).
6. G. Bloch. Mat. Fys. Medd, 26, No. 1 (1950).
7. E.C.G. Stueckelberg, G. Wanders. Helv. Phys. Acta., 27, 667 (1954).
8. Б.В. Медведев. ДАН 100, 433 (1955); диссертация МИАН (1955).
9. M. Chretien, R. Peirls. Nuovo Cim., 10, 668 (1953).
10. W. Pauli. Nuovo Cim., 10, 648 (1953).
11. Д.А. Киржниц. ЖЭТФ 41, 551 (1961); 45, 143 (1963); 45, 2025 (1963).

12. R. Ohme. Phys. Rev., 100, 1503 (1955).
13. Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ, 31, 583 (1956).
14. Л.В. Прохоров. ЖЭТФ, 18, 476 (1963); Диссертация ЛГУ (1964).
15. Д.И. Блохинцев, Г.И. Коллеров. Nuovo Cim., 34, 163 (1964).
16. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 18, 566 (1948).
17. Mak-Mamés. Proc. Roy. Soc., A-195, 323 (1948).
18. M. Chretien, R. Peirls. Proc. Roy. Soc., 223, 468 (1954).
19. M. Levi Nucl. Phys., 57, 152 (1964).
20. E.C.G. Sudarshan et al. preprint UR-87554 (1964).
21. W. Pauli, Willars. Rev. Mod. Phys., 21, 434 (1949).
22. В.С. Барашенков, Г.И. Дедю. Preprint P-1598 JINR Dubna (1964).
23. G. Wanders. Nuovo Cim., 14, No. 1 (1959).
24. Wilson R.B. Blumethal and al. Phys. Rev. Lett., 13, 105 (1965).
25. Д.А. Киржниц, А.Н. Лезнов. ЖЭТФ, 48, № 2 (1965).
26. А.И. Лезнов. Препринт ОИЯИ P-2144, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 июня 1965 г.