ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 4941

Д.И. Блохинцев

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ НЕЛОКАЛЬНОЙ И НЕПЕРЕНОРМИРУЕМОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P2 - 4941

Д.И. Блохинцев

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ НЕЛОКАЛЬНОЙ И НЕПЕРЕНОРМИРУЕМОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Вводный доклад на II Международном совещании по нелокальным и неперенормируемым теориям поля. Азау 1970 г.

§1. Введение

Предмет нашей конференции относится к проблемам квантовой теории поля. В основе квантовой теории поля лежит, во-первых, принятая в теории относительности

А. Метрика пространства-времени. Эта метрика ведет к двум фундаментальным требованиям: требованию соблюдения принципа

а) релятивистской причинности, согласно которому скорость распространения любого сигнала (взаимодействия) не превышает скорость света в пустоте, и

в) лоренцовской инвариантности x/.

Вторая основа теории это

В. Динамика. Динамика теории поля заимствована из нерелятивистской квантовой механики и представляет собой ее распространение на системы с бесконечно большим числом степеней свободы.

Требований а) и в) и предположения, что современная теория справедлива для свободных частиц (иными словами, для больших расстояний между частицами), достаточно, чтобы показать, что важней-

x/ Заметим, что требования а) и в) независимы. Например, теория поля с мнимой массой ($m^2 < 0$) подчиняется требованию в), но противоречит а).

шие для теории функции распространения сигналов (взаимодействий) будут иметь сингулярности на световом конусе [1]:

$$s^2 = (t_x - t_y)^2 - (\vec{x} - \vec{y})^2 = 0.$$

В частности, такого рода сингулярности имеет " причинная функция" $\mathfrak{D}_c\ (x-y)$, определяющая в квантовой теории закон распространения взаимодействий.

Эти сингулярности частично известны еще из макроскопической физики. Однако в макроскопической физике источники поля распределены в пространстве и времени и поэтому сингулярности классической функции Грина не имеют дурных последствий.

В квантовой теории поля из-за того, что элементарные частицы в первом приближении являются точечными объектами, сингулярности в вершине светового конуса оказываются весьма зловредными: они приводят к бесконечной собственной энергии частиц, к неограниченной поляризации вакуума и т.п.

Существует класс квантовых полей, для которых возможно обойти эти трудности посредством перенормировки. Однако этот класс весьма ограничен. Перенормировка невозможна в случае нелинейных полей, когда в лагранжиане взаимодействия встречаются члены вида:

$$w = g\phi^n \qquad n > 4, \qquad (1)$$

в случае четырехфермионных взаимодействий

$$w = g\bar{\psi}\Gamma_1\psi\cdot\bar{\phi}\Gamma_2\phi \qquad (1')$$

и во многих других важных случаях [2].

Поэтому современная квантовая теория поля не обладает ни той красотой, ни тем логическим совершенством, которые характерны для полной теории.

Однако важно иметь в виду, что эти несовершенства локальной теории еще не обнаруживаются в опыте прямым образом и остаются пока проблемами, относящимися к вопросам внутренней последовательности теории и к вопросам о границах ее возможностей.

Точнее говоря, из имеющихся опытных данных по электромагнитным и сильным взаимодействиям следует, что до расстояний порядка 10^{-14}-10^{-15} см не обнаруживается противоречий со следствиями из локальной теории [3,4].

На нашей конференции будут представлены специальные доклады, посвященные экспериментальной проверке локальной теории, в особенности, в связи с новыми данными об асимптотическом поведении полных сечений, полученных на ускорителе в Серпухове [5].

§2. Основная проблема нелокальной или существенно нелинейной теории поля

Вследствие искусственности и ограниченности метода перенормировки давно возникла идея построения нелокальной или существенно нелинейной теории квантового поля [4].

В такой теории вводится некоторая элементарная длина a или абсолютный масштаб силы поля b , позволяющие ограничить пространственно-временную область $\approx a^4$, внутри которой в той или иной форме предполагается отказ от метрических соотношений, принятых в специальной теории относительности, в частности, от соблюдения принципа причинности в его классической формулировке (§1.A)[x/]. Однако предполагается, что обычная причинность на больших расстояниях $|t|, r \gg a$ сохраняет свою силу. Такую ослабленную причинность мы будем называть макропричинностью. Точнее:

С. Макропричинность можно сформулировать следующим образом: акаузальный сигнал, т.е. сигнал, распространяющийся со скоростью, большей скорости света c или имеющий неверное направление во времени, должен убывать с расстоянием существенно быстрее, чем $1/r$.

Это условие не является сильным ограничением, так как причинность предполагает не только распространение сигнал внутри конуса будущего, но и передачу сигнала квантами с положительной энергией.

Одно из этих требований – пространственно-временное, другое – импульсно-энергетическое. Таким образом, формулировка физического условия причинности требует одновременного применения пространств $\mathfrak{R}_4(x)$ и $\mathfrak{R}_3(p)$. В силу соотношения неопределенностей макропричинность оказывается тождественной с классической причинностью, которая определена только для сигналов в волновой зоне, т.е. для $r \gg \lambda$ (λ – длина волны сигнала). В этой области сигнал убывает как $1/r$.

Из этого обсуждения следует, что требования, вытекающие из условия макропричинности, являются весьма толерантными; тем не менее они приводят к первой и основной проблеме нелокальной теории. Эта проблема заключается в требовании:

1. Ограничить нелокальность малой областью пространства-времени без нарушения лоренцевской инвариантности.

Нетривиальность решения этой задачи заключается в том, что в локальной теории, как было отмечено выше, сингулярности функций влияния лежат на световом конусе $s^2 = 0$, и это обстоятельство не позволяет без нарушения лоренцовской инвариантности отделять малые расстояния от больших. Релятивистски инвариантная функция, сосредоточенная в ограниченной области четырехмерного пространства-времени, не может быть функцией только интервала $s^2 \equiv x^2 = t^2 - \vec{x}^2$.

Необходимо иметь в своем распоряжении по крайней мере один времениподобный вектор n, который можно считать единичным $n^2 = 1$. Из двух инвариантов

$$s^2 = x^2 \quad \text{и} \quad I = (nx)^2 \tag{2}$$

уже можно построить функцию, локализованную в $\mathfrak{R}_4(x)$.

Такой вектор может быть отождествлен с направлением мировой линии системы частиц и может входить в нелокальную теорию явно или косвенно[x/].

Дальнейшие проблемы удобнее формулировать на языке S-матрицы.

Допущения о применимости локальной теории для движения свободных частиц и соблюдение условия макроскопической причинности позволяют предполагать существование нелокальной матрицы рассеяния S_a. На языке S-матрицы второе требование к нелокальной теории есть требование:

2. Унитарности нелокальной S_a-матрицы:

$$S_a S_a^+ = 1. \tag{3}$$

[x/] Заметим, что величины a и b связаны между собою через константу связи ϵ

$$b = \epsilon / a^2 .$$

[x/] Например, этот вектор может быть параллелен полному четырехмерному импульсу частиц; он может входить в теорию неявно, характеризуя локализацию волновых пакетов или область сильной нелинейности поля и т.п.

Как показали ранние попытки построения нелокальной теории, соблюдение этого условия весьма нетривиально. Третье требование относится к случаю, когда в рассмотрение включаются электромагнитные процессы. Это требование:

3. Калибровочной инвариантности теории. Конечно, можно сомневаться в обязательности точного выполнения требований 2 и 3. Однако до сих пор не были проанализированы следствия приближенного выполнения этих требований. В связи с изложенными требованиями уместно отметить, что в работах /6,7/ было показано, что если существует локальная матрица S, то вблизи нее существует почти локальная матрица S_a, удовлетворяющая требованиям 1 и 2.

§3. Существование нелокальной матрицы рассеяния

Аргументация, лежащая в основе утверждения о существовании нелокальной S_a-матрицы, такова: представим локальную матрицу рассеяния S в виде:

$$S = e^{i\eta}, \tag{4}$$

где η есть эрмитов оператор фазы

$$\eta^{+} = \eta . \tag{5}$$

Матричные элементы этого оператора в пространстве импульсов $\mathfrak{R}_3(p)$ имеют вид:

$$(p|\eta|p') = \frac{\mathcal{J}(p,p')}{\sqrt{2p_0}\dots\sqrt{2p'_0}}, \tag{6}$$

где p – совокупность импульсов в конечном состоянии, а p′ то же в начальном; $\mathcal{J}(p,p')$ – инвариантная функция импульсов $p, p', \dots; p_0 p'_0 \dots$ – их четвертые компоненты.

В координатном представлении тот же элемент будет иметь вид:

$$(x|\eta|x') \equiv \eta(x-x') . \tag{7}$$

Заменим этот элемент на новый нелокальный:

$$(x|\eta_a|x') = \int \eta(x-x'-\xi)\rho(\xi,a,n)\, d^4\xi , \tag{8}$$

где $\rho(\xi,a,n)$ есть источник, распределенный вблизи точки $|\xi| = 0$, a – элементарная длина, a n – единичный времениподобный вектор. Функция $\rho(\xi,a,n)$ может быть выражена с помощью инварианта

$$R^2 = 2(\xi,n)^2 - \xi^2 \geq 0, \tag{9}$$

$$\rho(\xi,a,n) = \rho\left(\frac{R^2}{a^2}, a\right) . \tag{10}$$

Заметим, что в системе отсчета, где $n=(1,0,0,0)$, $R^2 = \tau^2 + \vec{\xi}^{\,2}$, $\tau = \xi_4$. Далее предполагается, что

$$\rho\left(\frac{R^2}{a^2}, a\right) \to 0 \quad \text{при} \quad R/a \to \infty \tag{11}$$

и

$$\rho\left(\frac{R^2}{a^2}, a\right) \to \delta^4(\xi) \quad \text{при} \quad a \to 0 . \tag{11'}$$

Условия (11) и (11'). обеспечивают макроскопическую причинность. Действительно, если матричный элемент $(x|\eta|x')$ регулярен при $s^2 \equiv (x-x')^2 = 0$, то элемент $(x|\eta_a|x')$ лишь несущественно отличается от $(x|\eta|x')$.

Если же элемент $(x|\eta|x')$ сингулярен при $s^2=0$, то он является одной из функций распространения и замена (7) на (8) означает замену точечного источника на источник, распределенный вблизи вершины конуса $s^2=0$. Такой источник издали, т.е. при $|t-t'|$, $|\vec{x}-\vec{x}'| \gg a$, будет выглядеть как точечный, и функция (8) в этой области аппроксимируется локальной функцией (7). Можно сказать иначе: вблизи $|t-t'|, |\vec{x}-\vec{x}'| \approx a$ изменен закон распространения сигнала.

Существенно отметить, что такая локализация нелокальности в масштабах "элементарной длины" a оказалась возможной благодаря использованию временного вектора n, с помощью которого и был построен положительно дефинитный инвариант (9). Выбор этого вектора диктуется требованием релятивистской инвариантности и требованием эрмитовости нелокального оператора фазы η_a.

Этот вектор не должен быть "внешним" (см. /5/), т.е. он должен быть образован только из импульсов p и p'. Фурье-образ нелокального элемента $(p|\eta_a|p')$ в силу (8) будет носить характер свертки:

$$(p|\eta_a|p') = \frac{\mathcal{J}(p,p')\,\tilde{\tilde{\rho}}(p,p',a,n)}{\sqrt{p_0}\cdots\sqrt{p_0'}}, \tag{6'}$$

где $\tilde{\tilde{\rho}}(p,p',a,n)$ есть фурье-образ функции $\rho(\xi,a,n)$. Из (6) следует, что нелокальный оператор η будет эрмитов, если фурье-образ $\tilde{\tilde{\rho}}(p,p',a,n)$ обладает этим свойством. Нетрудно показать, что $\rho(p,p',a,n)$ будет обладать этим свойством, если функция (10) действительна, а вектор n симметричен относительно p и p' (достаточные условия!). В силу эрмитовости оператора η_a новая, нелокальная матрица рассеяния S_a, согласно (4), останется унитарной и при $a \to 0$, в соответствии с (11), будет переходить в исходную, локальную.

§4. Нелокальная теория возмущения

Гораздо более трудной является задача построения нелокальной теории возмущений. Такая задача привлекательна тем, что она может оказаться весьма плодотворной для изучения высших приближений в теории неперенормируемых полей.

Известно, что в локальной теории для построения последовательных приближений достаточно знать "причинную" функцию распространения $\mathcal{D}_c(x-y)$. Эта функция выражает в квантовой теории поля закон распространения взаимодействия x/.

В основе известных мне вариантов нелокальной теории возмущений лежит идея о возможности изменения этого закона распространения для малых промежутков времени $|t| \approx a$ и малых расстояний $r \approx a$.

1. Нелокальный алгоритм

В частности, в развитие идеи о "почти локальной матрице рассеяния" на эту конференцию представляется сообщение об алгоритме теории возмущений с "cut-off", основанном на замене локальной функции $\mathcal{D}_c(x)$ на нелокальную $\mathcal{D}_a(x)$, определенную формулой:

$$\mathcal{D}_a = \theta(x_0)\,\mathcal{D}_-(x,a,n) - \theta(-x)\,\mathcal{D}_+(x,a,n), \tag{12}$$

где $\mathcal{D}_\pm(x,n,a)$ – нелокальные, положительно и отрицательно частотные $\mathcal{D}_\pm$ функции, равные

x/ Она является симметричной (в отношении прошлого и будущего) функцией Грина и правильно сочетает знак передаваемой энергии с запаздыванием или опережением /2,5/.

$$\mathfrak{D}_{\pm}(x,n,a) = \int \mathfrak{D}_{\pm}(x-\xi)\rho(\xi,n,a)\,d^4\xi, \tag{13}$$

где $\mathfrak{D}_{\pm}(x)$ – локальные функции, а "источник" $\rho(\xi,n,a)$ определен как в (10), (11), (11').

Этот алгоритм приводит к нелокальной S_a матрице, в которой нет расходящихся интегралов. Эта матрица удовлетворяет условиям 1 и 2, но она калибровочно-неинвариантна так, что значение метода ограничивается неэлектромагнитными процессами /8/.

2. Обобщение T-произведения x/

В последнее время значительный интерес вызвали работы /9-11/. Исходным для новых идей является также обобщение $\mathfrak{D}_c$ функции. Это обобщение основано на том соображении, что среднее по вакууму от T-произведения полей $\phi(x)$ и $\phi(y)$, взятых в различных мировых точках x и y:

$$\mathfrak{D}_c(x-y) = \langle 0|T\phi(x)\phi(y)|0\rangle, \tag{14}$$

неопределенно в точке $t_x = t_y$ и допускает добавление квазилокального оператора /9/

$$K(x-y) = \sum_{n=0}^{N} C_n \Box^n \delta(x-y), \tag{15}$$

где $\Box$ – оператор Даламберта. Рассматриваемая новая гипотеза нелокальности заключается в том, что T-произведение может быть неопределенным не только в совпадающих точках $x=y$, но и в некоторой малой области, в окрестности точки $x=y$.

x/ T – символ упорядочения по времени.

Математически эта гипотеза реализуется путем добавления к (14) вместо квазилокального оператора (15) нелокального оператора

$$K(x-y) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \Box^n \delta(x-y). \tag{16}$$

При этом предполагается, что фурье-образ этого оператора $\tilde{\tilde{K}}(p^2)$ является целой аналитической функцией в плоскости комплексной переменной p^2, причем порядок ее роста при $|p^2|\to\infty$ равен или больше 1/2 x/. Новая "причинная" функция $\mathfrak{D}_a(x-y)$ имеет вид

$$\mathfrak{D}_a(x-y) = \mathfrak{D}_c(x-y) + iK(x-y), \tag{17}$$

а ее фурье-образ равен

$$\tilde{\tilde{\mathfrak{D}}}_a(p) = \frac{i}{(p^2-m^2+i\epsilon)} + \tilde{\tilde{K}}(p^2) = \frac{V(p^2)}{p^2-m^2+i\epsilon}, \tag{18}$$

$$V(m^2) = 1. \tag{19}$$

Величину $V(p^2)$ можно рассматривать как нелокальный формфактор, обеспечивающий сходимость интегралов теории возмущений /10,12/. Условие (19) лежит в основе доказательства унитарности S-матрицы. Причинность обеспечивается тем, что акаузальная часть функции $\mathfrak{D}_a(x-y)$, а именно: $iK(x-y)$, не дает вклада в распространение сигнала от источника $Q(y)$ в точку x. Именно функция

$$Q'(x) = i\int K(x-y)Q(y)\,d^4y \tag{20}$$

x/ При более медленном росте оператор $K(x)$ остается локальным.

оказывается сосредоточенной около $Q(y)$ в масштабах элементарной длины a x/. Развитая на этом пути методика позволяет производить вычисления с неперенормируемыми и нелокальными теориями поля.

3. Суперпрогатор

В тесной связи с описанной нелокальной теорией находится теория /12,13,14/, которая позволяет также успешно обращаться с неперенормируемыми теориями. Суть дела видна из рассмотрения нелинейного лагранжиана

$$\mathcal{L}(\phi) = G \sum_n a_n \phi^n, \tag{21}$$

где G – некоторая константа взаимодействия. Уже во втором приближении возникает T-произведение, ведущее к суперпропагатору xx/

$$D_c(x-y) = \sum_{m,n} a_m a_n \langle 0 | T\, \phi^n(x)\, \phi^m(y) | 0 \rangle = \tag{22}$$

$$= \sum_n c_n \mathfrak{D}_c^n(x-y),$$

где $\mathfrak{D}_c(x-y)$ – обычная причинная функция, а $c_n = a_n^2$. В работах /12,13/ дан удачный способ представления этого ряда в импульсном пространстве. Исходной для этого способа является замена суммирования ряда (22) интегралом вида

$$D_c(x) = \frac{1}{2} \int_{a+i\infty}^{a-i\infty} \frac{dz}{\sin \pi z}\, c(z) [\mathfrak{D}_c(x)]^z \tag{23}$$

---

x/ Роль вектора n, позволяющего локализовать акаузальность, в данном случае играет мировая линия источника $Q(y)$.

xx/ В зависимости от роста коэффициентов c_n в (21) этот пропагатор может быть локальным или нелокальным.

$(0 < a < 1)$. На основе этой формулы удается построить фурье-образ этого суперпропагатора, не содержащий расходимостей:

$$\tilde{\tilde{D}}_c(p) = (2\pi)^3\, i \int_{a+i\infty}^{a-i\infty} \frac{dz}{\sin^2 \pi z}\, \frac{c(z)}{(4\pi)^{2z}}\, \frac{(-p^2 + i\epsilon)^{z-2}}{\Gamma(z)\, F(z-1)}. \tag{24}$$

Существенно, что в этой же работе показано, что 1) в высших приближениях не возникнет расходимостей и 2) построенная на основе суперпропагатора (24) S-матрица унитарна.

Работы, описанные в пунктах 2 и 3, может быть, являются важнейшим достижением последних лет в развитии методов обращения с нелокальными и нелинейными теориями поля. На нашем совещании этим методам будут посвящены специальные обзоры.

4. Существенно нелинейные поля

Несмотря на достигнутые успехи современные нелокальные теории являются скорее методом обрезания ("cut-off") расходящихся интегралов в локальной теории, нежели последовательной теорией поля без расходимостей.

Было бы крайне увлекательно придти к теории без расходимостей, исходя из динамики поля. В принципе такая возможность содержится в нелинейной теории поля с переменными характеристиками. Такого типа поля будем называть существенно нелинейными.

Примером таких полей в классической физике является поле Борна-Инфельда (см., например, /4/) и поле тяготения в общей теории относительности.

Обоим этим направлениям на нашей конференции будут посвящены специальные доклады.

В случае нелинейной теории Борна-Инфельда "элементарная длина" возникает из меры нелинейного поля, именно $a = \sqrt{\epsilon / b}$ (ϵ – заряд частицы). В гравитации такой длиной является гравитационный радиус r_g:

$$r_g = \frac{2m\gamma}{c^2}, \tag{25}$$

где $\gamma = 6{,}67\cdot 10^{-8}$ см^3/гсек^2 – гравитационная постоянная, а m – масса тела.

Существенно нелинейная теория поля, которую я имею в виду, в простейшем случае описывается лагранжианом[x/]

$$\mathfrak{L} = \mathfrak{L}\ (K, I), \tag{26}$$

где

$$K = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)^2 - \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)^2\right], \quad I = \frac{1}{2}\phi^2. \tag{27}$$

Можно показать, что поверхность фронта волны-сигнала определяется из уравнения

$$A\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)^2 + 2B\frac{\partial s}{\partial x}\frac{\partial s}{\partial t} + C\left(\frac{\partial s}{\partial x}\right)^2 = 0, \tag{27'}$$

где A, B, C суть функции поля ϕ и его производных $\frac{\partial\phi}{\partial t}, \frac{\partial\phi}{\partial x}$. В области, где эти величины сравнимы с критическим полем b, линии распространения сигнала уже не лежат на световом конусе: $s^2 = t^2 - \vec{x}^2 = 0$.

---

x/ Подробности об этом лагранжиане см. в работах [15,16]. Классическая задача Коши решена в работе [17].

Скорость распространения сигнала u становится функцией поля ϕ и его производных. В частности, в локальной системе координат, в которой коэффициент $B = 0$, эта скорость равна:

$$u = \sqrt{-\frac{C}{A}} = u\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}, \frac{\partial\phi}{\partial x}, \phi, b\right). \tag{28}$$

В этой связи метрика, построенная на принципе постоянства скорости света, становится несоответствующей динамике поля (ср. [17]).

В зависимости от вида лагранжиана и поставленных начальных условий можно различать три случая:

1) скорость сигнала u всюду меньше c;

2) скорость сигнала u может приобретать значения больше c;

3) скорость u может становиться мнимой.

Первый случай остается полностью в рамках современной локальной теории. При этом можно выбрать лагранжиан так, что в теории не встретится никаких сингулярностей. Во втором случае нарушается макропричинность. Она может быть восстановлена введением новой метрики [18,19]. Наконец, в последнем случае причинность нарушается полностью: причинная последовательность теряет смысл и мы будем иметь дело со связанным "комком" событий, которые взаимно друг друга обуславливают, но не следуют одно из другого [15]. Наступает <u>световой коллапс</u> – крайняя форма акаузальности.

Очерченное здесь направление динамической нелокальности представляется исключительно интересным, однако встречается со значительными математическими трудностями.

5. Элементарные частицы и гравитация

В тесной связи с теорией существенно нелинейных лагранжианов с криволинейными характеристиками находятся работы, посвященные квантованию полей в искривленном пространстве [20], а также любопытные работы по теории "почти замкнутых миров", которые, если их рассматривать извне, могут быть приняты за элементарные частицы "фридмионы"; рассматриваемые изнутри они имитируют целый мир /21/.

6. Искривленное импульсное пространство

Я остановлюсь еще на одной линии развития в теории нелокального поля, которая восходит к идеям "квантования" пространства-времени. Эти старые идеи получили существенное развитие в работах /22,23/ после того, как был установлен групповой характер операций сложения импульсов в импульсном пространстве постоянной кривизны. Геометрически это пространство $\mathfrak{R}_{\ell}(p)$ можно рассматривать как одну из проекций на плоскость поверхности пятимерного гиперболоида:

$$p_0^2 - \vec{p}^{\,2} - p_4^2 = -\frac{h^2}{\ell^2} \qquad (29)$$

(здесь ℓ - "элементарная" длина, определяющая кривизну пространства).

В самое последнее время эта теоретическая схема была усовершенствована в том отношении, что под искривленным пространством $\mathfrak{R}_{\ell}(p)$ подразумевается пространство относительных импульсов, а геометрия полного импульса системы остается обычной псевдоэвклидовой геометрией x/. Эта новая схема привлекательна тем, что полностью сохраняется однородность и изотропность пространства-времени $\mathfrak{R}_4(x)$ и "квантование" пространства-времени ограничивается пространством относительных координат. Подробное изложение новых результатов мы услышим на этой конференции в отдельном сообщении.

x/ Возможность явного выделения полного импульса системы как параметра неоднократно подчеркивалась в работах /5,7/. В частности, предлагалось использовать этот вектор в качестве единичного вектора $n = P/\sqrt{P^2}$, необходимого для локализации нелокальности. Подробнее см. /6/.

На этом я заканчиваю свой вводный обзор. Содержание этого обзора в значительной мере базировалось на работах, проводимых в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований в Дубне. Поэтому этот обзор не является исчерпывающим. Разумеется, эта неполнота не должна рассматриваться как неуважение к труду и достижениям других теоретических групп.

Я надеюсь все же, что несмотря на этот недостаток, мой обзор облегчит участникам конференции обсуждение проблем нелокальной теории.

Литература

1. Д.И. Блохинцев. Атомная энергия т.14, стр. 105 (1963).
2. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей, НИТТЛ (1957) гл. У.
3. Д. Йенни. Сборник "Электромагнитные взаимодействия". Изд-во "Мир", стр. 123-135, 1969.
   IHEP-CERN Collaboration. Phys.Lett., 30B, 500 (1969).
4. Д.И. Блохинцев. Успехи физ.наук, 61, 137 (1957) (Обзор).
   Д.А. Киржинец. Успехи физ.наук, 90, 129 (1965) (Обзор).
5. D.I. Blokhintsev, G.I. Kolerov. Nuovo Cim.Ser. X, v.44, p. 974 (1966).
6. Д.И. Блохинцев, Г.И. Колеров. Почти локальная матрица рассеяния. Сборник "Проблемы теоретической физики", посвященный Н.Н. Боголюбову. Изд-во "Наука" (1969) стр. 47-53.
7. Д.И. Блохинцев, Г.И. Колеров. Почти локальная матрица рассеяния. Сборник "Проблемы теоретической физики", посвященный Н.Н. Боголюбову. Изд-во "Наука" (1969) стр. 47-53.
8. Д.И. Блохинцев, Г.И. Колеров. Препринт ОИЯИ Р2-4952, Дубна, 1970.

9. G.V. Efimov. Commun.Math.Phys., 7, 138 (1968).
10. G.V. Efimov. Commun.math.Phys., 5, 42 (1967).
11. G.V. Efimov. Preprint TH-1087, CERN (1969).
12. M.K. Volkov. Commun.Math.Phys., 7, 289 (1968).
13. M.K. Volkov. Am.Phys., (N.Y.), 49, 202 (1968).
14. M.K. Volkov. Commun.Math.Phys., 15, 69 (1969).
15. Д.И. Блохинцев. Доклады АН СССР, 82, 553 (1952).
16. D. Blokhintsev. Nuovo Cim.Suppl. N.4, v.3, ser.X, p.629 (1956).
17. Б.М. Барбашов, Н.А. Черников. Препринт ОИЯИ Р-2151, Дубна 1965.
18. Д.И. Блохинцев. Доклады АН СССР, 168, 774 (1966).
19. Дао Вонг Дык и Нгуен Ван Хьеу. Препринт Р2-4605, Дубна 1969.
20. Н.А. Черников, Э. Тагиров. Препринт ОИЯИ Р2-3777, Дубна 1968.
21. М.А. Марков, В.П. Фролов. Препринт ОИЯИ Е2-4880, Дубна 1970.
22. В.Г. Кадышевский. Препринт ОИЯИ Р-1327, Дубна 1963.
23. В.Г. Кадышевский. Препринт ОИЯИ Р-1328, Дубна 1963.
24. В.Г. Кадышевский. Препринт ОИЯИ Р-1328, Дубна 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 февраля 1970 года.