СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 7310

Г.В.Ватагин

МОДЕЛЬ НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ И ЧАСТИЦ И ЕЕ ОБОСНОВАНИЕ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7310

Г.В.Ватагин

МОДЕЛЬ НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ И ЧАСТИЦ И ЕЕ ОБОСНОВАНИЕ *

* Основные результаты были доложены на Международном семинаре по нелокальной квантовой теории поля в Алуште в апреле 1973 года.

§1. Я разделяю довольно распространенное мнение, что нелокальность требует приложения новых математических методов. А в настоящее время мне представляется возможным производить лишь приближенные подсчеты.

Постараюсь показать, исходя из некоторых данных опыта, какие приближения я считаю применимыми. Мне кажется, что при анализе нелокальности необходимо учесть следующие данные:

1/ множественное образование частиц, наблюдаемое в опытах по космическим лучам и на ускорителях;

2/ указания на сложное строение адронов, состоящих, вероятно, из более простых частиц /примерно типа кварков, но тоже неточечных и с нецелочисленным зарядом, а также с добавочными квантовыми числами/;

3/ асимптотическое поведение, известное для немногих сечений, которые стремятся при повышении энергии ($s^{1/2}$) соударения к постоянному пределу.

Как известно, вычисление собственной полевой массы частиц приводит к расходимостям, которые могут быть устранены введением операторов обрезания / *"cutoff"* / Можно из этого заключить, что в и-системе рассматриваемой частицы статистический вес невырожденных состояний полевых частиц меньше того, который им приписывается в локальных теориях. Поэтому и вопрос об унитарности должен быть пересмотрен введением новых процессов, например, множественного образования. Это замечание и послужило исходным пунктом для предсказания множественного образования мезонов /1/.

В упомянутых работах автор исходил из предположения, что при соударении двух протонов произвольно высокой энергии унитарность может быть соблюдена, если, кроме упругого соударения, имеются еще другие неупругие сох[illegible]ения "каналы" * . Введение операторов обрезания [illegible], что большей вероятностью пользуются [illegible], при которых образуются частицы с неслишком большими значениями импульса /меньшими некоторого критического значения при измерении в соответствующей [illegible]. Для [illegible] неупругого канала можно записать [illegible]:

$$s^{1.4} \quad \bar{n}\bar{\varepsilon}\,, \qquad /1/$$

где $\bar{n}$ и $\bar{\varepsilon}$ – есть средние значения множественности [illegible] частиц.

Сейчас известно, что полное сечение может быть представлено в виде

$$\sigma_{полн.} \quad \sigma_{упр.} \quad \sigma_1 \quad \dots \quad \sigma_n \quad \dots \qquad /2/$$

[illegible] множественности [illegible] $\sigma_{упр.}$ = [illegible], [illegible] возрастает примерно как $s^{1.4}$ или как [illegible], то [illegible] неупругие сечения σ_k стремятся к [illegible] в большинстве случаев к нулю. [illegible] случаях /барометрический эф- [illegible] указывают на суще- [illegible] ческого предела [illegible] для [illegible].

[illegible] "резонансного" [illegible] неустойчивых частиц, кото-

Обозначим через $W(\vec{p})$ вероятность или статисти- [illegible] состояния час- [illegible] в ц-системе. [illegible] импульса [illegible] вероятность $W(\vec{p})$ [illegible] что [illegible] $G(\vec{n})\,G^{-1}(\vec{p})$, для боль- [illegible] энергии [illegible] других сох[illegible]ений [illegible] с малыми [illegible] сохра- [illegible] рые распадаются на группы /2/. Наблюдаются, например, соударения:

$$\pi_i^- + p_i \to A' + B' \to \pi^- + \pi^- + \pi^+ + p .$$

При значениях лабораторного импульса π^- -мезона 11 $Гэв/c$ и 16 $Гэв/c$ наблюдаются 4 возможных случая группировки:

1) $A' \to (\pi^-\pi^-\pi^+)$, $\quad B' \to p$;

2) $A' \to \pi^-$, $\quad B' \to (\pi^-\pi^+p)$;

3) $A' \to (\pi^-\pi^-)$, $\quad B' \to (\pi^+ p)$;

4) $A' \to (\pi^-\pi^+)$, $\quad B' \to (\pi^-p)$.

Суммарные 4-импульсы групп A' или B' отличаются от полного импульса встречных частиц $(\pi^- + p)$, причем в ц-системе падающих частиц (A') углы, образованные $\vec{p}_A$, с $\vec{p}(\pi_i^-)$ и $\vec{p}_B$, с $\vec{p}(p_i)$, меньше 90°. Ц-система является выделенной не только условием $\Sigma \vec{p}_i = 0$, но и угловым распределением разлетающихся частиц.

Подобные случаи наблюдаются и в космических лучах, и на встречных пучках на ускорителях при энергиях $s^{1/2}$ 10 Гэв.

Количество и природа рождающихся частиц и распределение их по каналам неледствие взаимодействия определяются законами вероятности и подвержены статистическим флюктуациям. Это указывает на неприменимость в области взаимодействия причинных уравнений движения. Остаются возможными приближенные оценки относительных вероятностей при помощи применения /часто неоднократного/ метода S -матрицы и вторичного квантования с введением лагранжиана взаимодействия в импульсном пространстве.

В вышеуказанных примерах наблюдается, образование, кроме неустойчивых частиц и возбужденных резонансных состояний, также группы частиц, связанных между собой, которые как будто бы разлетаются из одного центра /"файрболы", открытые краковскими физиками в 1958 году/, причем, как было указано, суммарные 4-импульсы этих групп не совпадают с 4-мерным импульсом падающих частиц [3]. Из этих наблюдений следует, что общая схема соударений соответствует ступенчатому или каскадному процессу и что область взаимодействия при таком множественном образовании является протяженной не только в пространстве, но и во времени.

§2. Приближенное описание двухчастичного неупругого соударения, сопровождающегося образованием многих разлетающихся частиц, можно получить, применяя неоднократно метод S -матрицы и метод релятивистского макропричинного описания.

Обычно допускается для внешних налетающих или разлетающихся частиц описание как для свободных частиц при предположении, что взаимодействие оперирует лишь на "короткие" расстояния. Можно в таких случаях применять законы движения Максвелла или Дирака и т.п., вне области взаимодействия, причем условно надо оговориться, что собственная масса и заряд и вообще взаимодействие с вакуумом составляют особую задачу.

Пусть T_{if} есть элемент матрицы амплитуды взаимодействия:

$$S_{if} = \delta_{if} - i\,\frac{\delta^4(\sum p_i - \sum p_f)}{NI}\,T_{if}$$

в представлении взаимодействия и в импульсном пространстве, где N - нормирующий множитель, а I - интенсивность встречных пучков. Обозначая через $P_\mu = \sum p_\mu^{(i)} = \sum p_\mu^{(f)}$ суммарный 4-импульс начальных $p_\mu^{(1)}$, $p_\mu^{(2)}$ встречных частиц, равный конечному полному импульсу всех разлетающихся частиц, можно определить единичный времениподобный вектор $u_\mu^{(4)}$, параллельный P_μ:

$$u_\mu^{(4)} = \frac{P_\mu}{(P_\mu P^\mu)^{1/2}}, \quad \text{где } (P_\mu P^\mu)^{1/2} \neq 0. \qquad /2/$$

Можно ввести также три единичных пространственноподобных вектора $u^{(1)}_{\mu}$, $u^{(2)}_{\mu}$, $u^{(3)}_{\mu}$, которые вместе с $u^{(4)}_{\mu}$ составляют основу для локальной "тетрадной" системы отсчета ("4-legs"), причем такой, что в u-системе, где $p^{\mu} = 0$, составляющие $u^{(4)}_{\mu}$ имеют вид /0,0,0,1/, а, для примера, $u^{(1)}_{\mu} u^{(2)}_{\mu} u^{(3)}_{\mu}$ имеют представление /1,0,0,0/ /0,1,0,0/ и т.д. Каждый 4-вектор k^{μ} можно расщепить на временную составляющую в u-системе $(k^{\mu} u^{(4)}_{\mu}) = k_4$ и на пространственные составляющие: $(k^{\mu} u^{(1)}_{\mu})$, $(k^{\mu} u^{(2)}_{\mu})$, $(k^{\mu} u^{(3)}_{\mu})$.

Обозначив через l_a:

$$l_a = \ell (k^{\mu} u^{(a)}_{\mu}),$$

произведение одной из составляющих на универсальную постоянную ℓ, определяем /для примера/ комплексные операторы обрезания по импульсам p^{μ} /для рождающейся частицы/:

$$G^{+} = G^{+}(p^{\mu}, u^{(a)}_{\mu}) = \frac{1}{(l_1^2 + l_2^2 + l_3^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{1 + il_4}, \qquad /3/$$

и аналогично:

$$G^{-} = G^{-}(p^{\mu}, u^{(a)}_{\mu}) = \frac{1}{(l_1^2 + l_2^2 + l_3^2)} \cdot \frac{1}{1 - il_4}, \qquad /4/$$

операторы обрезания для аннигиляции частицы.

Полагая $\hbar = 1$, $c = 1$ и p_{μ} равной составляющей импульса, имеем ℓ равной некой длине, например $\ell = 1/2m_p$, где m_p есть масса протона /$G^{\pm}$ и l_a безразмерны/. Формфакторы /3/ и /4/ дают пример обрезания, удовлетворяющего требованию сферической симметрии в u-системе. Очевидно, пользуясь единичными векторами $u^{(a)}_{\mu}$, можно освободиться от подобного ограничения.

При построении матрицы амплитуды T_{if}, согласно вышеуказанному, встречаются случаи появления особых агрегатов частиц /файрболы, резонансы, группы кварков/, для которых можно вводить полный 4-импульс группы: p'_μ. В таких случаях, например в некоторых вершинах диаграммы, можно определить векторы $u_\mu^{*(a)}$ и составляющие l'_a и, следовательно, определить процесс обрезания для таких суммарных импульсов. При этом надо заменять внутренние бозонные линии, не имеющие направления, двумя ориентированными линиями и затем рассматривать отдельно соответствующие диаграммы.

При рассмотрении частиц в 4-мерной области взаимодействия $\Omega_{вз.}$ в импульсном пространстве частицы могут находиться вне массовой поверхности, и 4-векторы l_a будут вообще комплексными, так как частицы будут в общем случае распадаться с определенным временем жизни. То же будет верным и для угловых моментов. При переходе к фурье-образу всего процесса появляются конволюционные интегралы, которые будут спадать экспоненциально и в пространственных, и во временных направлениях /5/. Для примера приведем фурье-образ безразмерного временного множителя $G^{\pm}(l_4) = (1 \pm i l_4)^{-1}$, появляющегося в формфакторах /3/ и /4/.

$$F^{+}(Y_4) = \frac{1}{2\pi}\int G^{+}(l_4)\, e^{i l_4 Y_4}\, dl_4 =$$

$$= \frac{-i}{2\pi}\int \frac{e^{i Y_4 l_4}}{l + \frac{1}{i}}\, dl = \begin{cases} e^{-Y_4} & \text{при} \quad Y_4 \geq 0, \\ 0 & \text{при} \quad Y < 0. \end{cases}$$

$$F^{-}(Y_4) = \frac{1}{2\pi}\int G^{-}(l_4)\, e^{i l_4 Y_4}\, dl_4 =$$

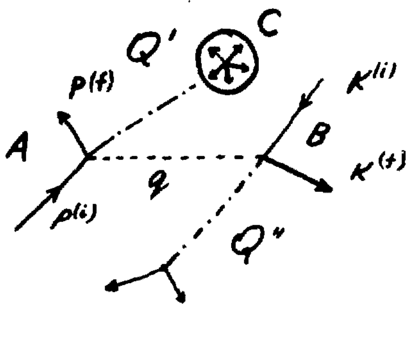
$$= \frac{i}{2\pi}\int \frac{e^{i Y_4 l_4}}{l_4 - \frac{1}{i}}\, dl_4 = \begin{cases} -0 & \text{при} \quad Y_4 > 0, \\ -e^{Y_4} & \text{при} \quad Y_4 \leq 0, \end{cases}$$

где $G^{\pm}(l_4) = (1 \pm i l_4)^{-1}$, $Y_4 = c(X^{\mu} l_{\mu}^{(4)})$ /смотри закон макропричинности /5/ /.

§3. В приближенном методе описания соударений с высокой относительной энергией /в ц-системе отсчета/ обрезающие множители должны появляться еще во многих других случаях. В рассмотренном выше случае определяется 4-мерная область взаимодействия в координатном пространстве и времени и сокращаются в дальнейшем расстояния и отрезки времени между вершинами. В импульсном пространстве это сводится к построению конечной матрицы взаимодействия, а также к основной задаче, касающейся масс элементарных частиц.

Вычисление собственной полевой энергии и перенормировки заряда и констант взаимодействия требуют, по мнению автора, введения инвариантных формфакторов, учитывающих симметрию /например, сферическую или цилиндрическую/ распределения массы и заряда и позволяющих расщепить пространственную и временную части, которые особенно существенны для нестабильных частиц. Для этого надо вводить системы отсчета при помощи, например, выбора единичного вектора, параллельного 4-импульсу частицы. Некоторые другие случаи могут быть иллюстрированы следующим примером.

Предположим, что при неупругом соударении двух протонов с начальными импульсами $p_\mu^{(i)}$ и $k_\mu^{(i)}$ их конечные импульсы $p_\mu^{(f)}$ и $k_\mu^{(f)}$ значительно меньше начальных /см. рисунок 1/. Пусть q_μ обозначает переданный 4-им-



пульс, а Q'_μ и Q''_μ - импульсы двух групп частиц, которые после некоторого промежуточного состояния превращаются в свободно разбегающиеся конечные частицы, как на примере файрболов. Допустим, что нам известны лагранжианы или гамильтонианы взаимодействия, которые могут соответствовать разным возможным диаграммам или схемам соударения, конкурирующим по законам вероятности. Вторичное квантование позволяет описать процессы рождения и уничтожения частиц, и при допущении нелокальности все операторы рождения a^+_p и аннигиляции a^-_p частиц должны сопровождаться соответствующими операторами $G^+(p,u)$ и $G^-(p,u)$ нелокальности. Эти операторы G^+ и G^- видоизменяют существенно не только лагранжианы, но и перестановочные соотношения, в которых появляются в обеих частях множители G^+G^- /5/.

В вершинах A и B /см. рисунок/ можно определить "вершинные системы отсчета" /6/, определяя единичные 4-векторы $u^{(A)}_\mu$,

$$\text{параллельный} \quad p^{(i)}_\mu - p^{(f)}_\mu,$$

и $\quad u^{(B)}_\mu$,

$$\text{параллельный} \quad (k^{(f)}_\mu - k^{(i)}_\mu) \quad p^{(i)}_\mu - p^{(f)}_\mu,$$

$$u^{(B)}_\mu \cdot u^{(A)}_\mu$$

Для простоты предположим, что $k^{(f)}_\mu$ и $p^{(f)}_\mu$ пренебрежимо малы. Тогда обрезание пропагатора $\frac{1}{q^2 - m^2}\, G^+(q,u)G^-(q,u)$

приводит к обрезанию $p'_\mu - Q_\mu = \pm q_\mu$ и, следовательно, поперечные составляющие от $Q_\mu(Q_\perp)$ оказываются обрезанными, а продольные не обрезаны, что и подтверждается опытом. Применение подобных правил для конечных /свободных/ частиц в системе файрбола позволяет объяснить симметрию, найденную в некоторых опытах.

В заключение можно отметить, что внутри области взаимодействия между частицами, как и внутри частиц, при взаимодействии с вакуумом оказываются действительными квантовые законы вероятности тех или иных процессов. Причинные законы движения, известные нам для свободных частиц, оказываются приближенно применимыми только вне области взаимодействия.

Литература

1. Symposium on cosmic rays. Acad. Bras. de Ciencias. Rio, 1941. Comptes Rend. v. 207, p. 358 and 421 (1938), Zs. f. Phys., v. 88, p. 92 (1934).
2. Aachen - Berlin - CERN - Cracow - Heidelberg - Warsaw - Genova - Hamburg - Milano - Saclay Collaboration. Nuclear Phys., B30, p. 333 (1971).
3. A. Wataghin. Nuovo Cimento, 55B, p. 258 (1968).
4. G. Wataghin. Phys.Rev., v. 75, No. 3 (1949).
5. G. Wataghin. Nuovo Cim., v. 30, p. 483 (1963). Proc. Intern. Conference on Elementary Particles, Kyoto, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1973 года.