

ТЕОРИЯ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*Жиро Коба и Шуджи Такаги *)*

Введение	287
I. Краткая сводка экспериментальных данных	288
II. Обзор существующих гипотез	301
III. Новейшие исследования	319
Цитируемая литература	328

ВВЕДЕНИЕ

Механизм множественного рождения частиц при сверхвысоких энергиях является, несомненно, одним из самых острых вопросов современной ядерной физики (под термином «сверхвысокие энергии» мы понимаем здесь область выше 10^3 Бэв). Несмотря на то, что этот вопрос усиленно изучается как теоретически **, так и экспериментально, он все еще остается неразрешенным.

Предложенные независимо друг от друга различные теории и модели мало связаны между собой. Мы не можем с уверенностью сказать, отражает ли хоть одна из них, и какая именно, основные особенности процесса. Подобное положение вызвано, с одной стороны, тем, что существующие теории поля некомпетентны в этой новой области физики, а с другой стороны, скудностью систематических данных о характерных чертах явления. Благодаря замечательному усовершенствованию экспериментальной техники за последние годы были накоплены и продолжают непрерывно накапливаться новые опытные данные. Можно ждать быстрого прогресса также и в области теоретических исследований. Поэтому нам представляется целесообразным дать критический обзор современного состояния наших знаний и нашего понимания явлений, относящихся к этой проблеме, чтобы можно было ориентироваться в дальнейших исследованиях.

В первой части приводятся экспериментальные данные о ядерных явлениях при сверхвысокой энергии, во второй дается обзор некоторых существующих теорий и моделей. В третьей части рассматриваются теории и модели, предложенные в самое последнее время, их обоснования и взаимная связь между ними, а также рассматриваются в целом все теории и модели и обсуждается вопрос о пределах применимости современных теорий поля.

*) Z i r o K o b a and S h u j i T a k a g i, Fortschritte der Physik 7, 1—47 (1959).

**) Прекрасные обзорные статьи по этому вопросу были опубликованы Льюисом ¹ и Розенталем и Чернавским ². В частности, последняя дает систематическое и подробное изложение экспериментальных и теоретических исследований, выполненных к моменту ее публикации (1954).

I. КРАТКАЯ СВОДКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В этой части мы дадим краткую сводку имеющихся в нашем распоряжении эмпирических данных относительно явлений при сверхвысоких энергиях. Мы не исчерпаем, конечно, всех явлений, а коснемся только тех, которые связаны с элементарным процессом *) ядерных столкновений большой энергии.

В настоящее время мы располагаем двумя основными источниками экспериментальных данных о явлениях при сверхвысоких энергиях. Один из них — «струи», звезды, регистрируемые в ядерных эмульсиях, данные о которых приводятся в I, § 1. Слои ядерной фотоэмульсии, экспонированные на очень большой высоте, дают нам сведения (при современной технике) о явлениях с энергиями вплоть до 10^5 Бэв, а иногда даже 10^6 Бэв. Другим источником служат широкие атмосферные ливни, описываемые в I, § 2 и связанные главным образом с энергией, превышающей 10^5 Бэв. В этих двух случаях мы получаем сведения разного характера. Струя, регистрируемая в фотоэмульсии, представляет собой единичное ядерное взаимодействие, а именно столкновение частицы сверхвысокой энергии с ядром. Мы можем даже выделить элементарное соударение, если воспользуемся соответствующим критерием, например будем отбирать только те соударения, у которых число черных следов очень мало. Таким образом, мы можем непосредственно анализировать процесс ядерного столкновения при высокой энергии, включая и элементарный процесс.

С другой стороны, широкие атмосферные ливни являются единственным источником информации о ядерных взаимодействиях еще более высокой энергии, не доступных современной эмульсионной технике. Самый большой атмосферный ливень, наблюдавшийся в нижних слоях атмосферы, может соответствовать первичной космической частице с энергией 10^9 Бэв и выше. Анализ данных атмосферных ливней приводит к выводам, которые налагают определенные ограничения на возможные теории элементарных столкновений. Например, полезным критерием для теории множественного рождения может служить размер ствола ливня.

Однако, вообще говоря, многие из величин, поддающихся измерению в широких атмосферных ливнях, не отражают непосредственно характер элементарных столкновений. Эти величины накладываются друг на друга и усредняются за несколько поколений ядерного каскада. Таким образом, они могут быть использованы для косвенного контроля теории элементарных столкновений.

Поэтому желательно из наблюдений над атмосферными ливнями выбрать те величины, которые как можно более непосредственно отражают характерные черты элементарного акта. В связи с этим можно сказать, что мы до сих пор не нашли еще метода, который позволил бы строить теорию элементарного акта множественного рождения на основе экспериментальных данных об атмосферных ливнях. Вопрос о том, какого рода эксперимент будет наиболее эффективен для этой цели, требует дальнейшего обсуждения. Поскольку в настоящее время несколькими группами проводятся многочисленные исследования в этой области, мы

*) «Элементарный процесс» может включать столкновение ядра или его части, если оно принимает участие в единичном акте, почти так же, как и столкновение элементарных частиц. В самом деле, одна из характерных особенностей столкновения при сверхвысоких энергиях состоит в том, что падающая частица (или меньшее из ядер) может проникнуть внутрь ядра-мишени (большого из ядер) и столкнуться с колонкой (или трубкой) ядерного вещества, мало нарушая состояние остальной части ядра. К таким случаям довольно нетрудно применить теорию столкновений элементарных частиц.

можем в ближайшем будущем ожидать плодотворных результатов. Современное состояние исследований природы атмосферных ливней, которые можно считать в большей или меньшей степени связанными с теорией элементарных актов, описывается в I, § 2.

§ 1. Данные, полученные с помощью ядерной эмульсии

1.1. Прогресс эмульсионной техники

1.1.1. В 1948 г. была успешно изготовлена так называемая электронно-чувствительная фотопластинка, способная обнаруживать треки с минимальной ионизацией, характерные для однозарядных релятивистских частиц. Это открыло новый путь к изучению явлений при сверхвысоких энергиях с помощью ядерной эмульсии.

В 1949 г. начались ³ исследования струй методом облучения ядерной эмульсии в высоких слоях атмосферы, и с тех пор появилась все усиливающаяся тенденция к возможно большему увеличению размеров эмульсионных стопок *).

1.1.2. При анализе струй в первых исследованиях (скажем, до 1953 г.) интересовались главным образом оценкой первичной энергии и числа заряженных вторичных частиц⁴. Увеличение размеров стопок позволило не только наблюдать большее число ядерных соударений более высоких энергий, но также исследовать поведение вторичных частиц, у которых средний пробег в эмульсии равен 30~40 см, и таким образом продвинуть вперед изучение свойств элементарного процесса. Для особых целей пользуются также специальными устройствами вроде эмульсионных камер⁸.

1.2. Измерения на струях

1.2.1. Значительная доля энергии, которую несет частица сверхвысокой энергии, падающая на большую эмульсионную стопку, в конечном счете освобождается в форме электромагнитного каскадного ливня. Обнаруживая хорошо развитые каскадные ливни у дна стопки и прослеживая их в обратном направлении, мы можем обнаружить очень энергичное ядерное столкновение с относительно слабой дискриминацией (bias).

1.2.2. Непосредственному измерению на звездах доступны следующие величины:

а) Заряд падающей частицы. В первичной звезде такой частицей, по-видимому, является протон (+), α -частица (++) или тяжелое ядро. Вторичная звезда может быть вызвана как теми же частицами, так и

*) В настоящее время типичный опыт выглядит, например, так: гигантские стопки, содержащие 1÷10 литров эмульсии (скажем, 200 пластин размером 30 см × 40 см × 0,6 мм), поднимаются на шарах-зондах на высоту 20~30 км и облучаются там 6÷8 часов. Этим способом можно изучать ядерные взаимодействия с энергиями $\leq 10^6$ Бэв.

По Техасскому проекту 1958 г. предполагалось поднять 200 литров эмульсии (1000 пластин размером 60 см × 80 см × 0,6 мм) и получить данные о ядерных взаимодействиях с энергиями $\leq 10^6$ Бэв.

Согласно Коккони⁵ идеальным случаем, еще достижимым при современной технике, было бы облучение 1 м³ эмульсии в течение нескольких дней. Это позволило бы уловить ядерные взаимодействия с энергиями 10^7 Бэв.

Делаются также попытки еще больше увеличить эмульсионные стопки за счет снижения высоты, используя для подъема самолеты или просто располагая стопки на горах.

тяжелой нейтральной частицей (например, нейтроном), заряженным или нейтральным мезоном (тяжелым мезоном или π -мезоном, но не нейтральным π -мезоном).

б) Число релятивистских следов n_s и число черных следов N_h^*). Черные следы обычно отождествляются с протонами или α -частицами, возникшими в результате испарения или отдачи. Ядерные взаимодействия, совсем не дающие черных следов или дающие малое их число, рассматриваются как соударения нуклон—нуклон (или π -мезон-нуклон) **).

в) Что касается индивидуальных релятивистских следов, то для них измеряются следующие величины: 1) угол между направлениями следа и падающей частицы, 2) средние углы рассеяния (абсолютные измерения выполняемы только для длинных следов относительно медленных частиц, скажем с энергией нескольких $B\bar{e}$, тогда как измерения относительного рассеяния практически возможны и для более высоких энергий—при нескольких десятках или даже сотнях $B\bar{e}$ —и дают одну из самых надежных оценок энергии), 3) плотность зерен (или скоплений их) (для частиц с энергией, ненамного превышающей их массу покоя), 4) средняя длина свободного пробега вторичных частиц, возникающих при ядерных взаимодействиях, 5) свойства вторичного ядерного взаимодействия (вторичная звезда, для которой повторяется тот же анализ).

г) Нейтральные вторичные частицы также можно обнаружить, если они вызывают вторичное взаимодействие: либо вторичную звезду, либо создают электронные пары и последующий электромагнитный каскад. Считают, что последний случай вызывается нейтральным π -мезоном, а предыдущий—нейтральной частицей, отличной от π -мезона.

1.3. Оценка первичной энергии

1.3.1. Предположим, что скорость вторичной релятивистской частицы v_i ($i=1, 2, \dots, n_s$) в Π -системе ***) и скорость v_c этой системы относительно \mathcal{L} -системы ****) очень близки друг к другу, т. е. $\frac{v_c}{v_i} \approx 1$ для всех i . (В рассматриваемой области энергий $v_c \sim 1$ *****), но некоторые вторичные частицы могут оказаться в системе центра тяжести довольно медленными. В таком случае сделанное выше допущение неточно, но возникающей при этом ошибкой можно, вообще говоря, пренебречь.) Тогда релятивистская кинематика дает соотношение

$$-\ln \gamma_c = \ln \operatorname{tg} \theta_i^L - \ln \operatorname{tg} \frac{\theta_i}{2} \quad (1,1)$$

между лоренцовским фактором

$$\gamma_c = (1 - v_c^2)^{-1/2} \quad (1,2)$$

и углами вылета θ и θ^L в Π - и \mathcal{L} -системах соответственно.

1.3.2. Делаем еще одно существенное допущение, что угловое распределение релятивистских частиц обладает в Π -системе симметрией «вперед—назад». Это значит, что если мы усредним правую часть (1,1)

*) Во второй и третьей частях этого обзора мы обозначаем символом N число вторичных частиц, более близко связанное с n_s , чем с N_h .

**) Этот критерий не всегда надежен⁹.

***) Система центра инерции. Величины в Π -системе обозначаются буквами без индексов.

****) Лабораторная система. Величины в \mathcal{L} -системе отмечены индексом L .

*****) В данном обзоре мы везде пользуемся единицами: $\hbar = c = k = 1$ (k —постоянная Больцмана).

по всем вторичным релятивистским частицам, то последний член уничтожится и γ_c определится¹⁰ из *)

$$-\ln \gamma_c = \frac{1}{n_c} \sum_{i=1}^{n_s} \ln \operatorname{tg} \theta_i^L. \quad (1,3)$$

1.3.3. Если мы обозначим массу падающей частицы через M_1 , а массу частицы мишени через M_2 , то в L -системе начальная энергия E^L определяется формулой

$$E^L = M_2 \left\{ (\gamma_c^2 - 1) + \gamma_c \left(\gamma_c^2 - 1 + \frac{M_1^2}{M_2^2} \right)^{1/2} \right\} \approx 2M_2 \gamma_c^2, \quad (1,4)$$

а полная энергия W в C -системе будет

$$W = M_2 \left[\gamma_c + \left\{ (\gamma_c^2 - 1) + \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2 \right\}^{1/2} \right] \approx 2M_2 \gamma_c. \quad (1,5)$$

Отсюда видно, что оцененные значения первичной энергии в L -системе и полной энергии в C -системе существенно зависят от M_2 , но не зависят от M_1 , если $\gamma_c \gg \frac{M_1}{M_2}$ **).

Приписывая M_2 значения большие, чем для одиночного нуклона, можно иногда уменьшить расхождение между теорией и экспериментом¹².

1.3.4. Предыдущие рассуждения основаны на неявном предположении, что столкновение является единичным актом. В сложной серии последовательных столкновений, даже если результирующие вторичные частицы в целом и обнаруживают симметрию «вперед — назад» в некоторой системе координат, характеризваемой выведенным из (1,3) кажущимся значением γ_c , это γ_c вовсе не связано с первичной энергией соотношением (1,4) ***).

1.3.5. Иногда можно произвести независимую оценку нижнего предела первичной энергии, суммируя энергии вторичных частиц (когда их можно определить).

1.3.6. Следует заметить, что приведенный выше метод оценки энергии применим также к вторичным звездам и дает один из надежных

*) Практическая процедура состоит в том, что строится распределение по величине $\ln(\operatorname{tg} \theta^L)$ и отыскивается центр этого распределения. Он дает $-\ln \gamma_c$?. После этого мы согласно (1,1) уже знаем угловое распределение в C -системе и можем с большей или меньшей точностью проверить справедливость нашего предположения о симметрии «вперед — назад». Мы можем также построить график для $\ln \frac{F}{1-F}$ как функции $\ln \operatorname{tg} \theta^L$, где $F = F(\theta^L)$ представляет собой долю числа частиц, попадающих внутрь угла θ^L в L -системе¹¹. Если угловое распределение в C -системе изотропно, то $F(\theta^L) = \frac{1}{2} (1 - \cos \vartheta)$ и $\ln \left(\frac{F}{1-F} \right) = 2 \ln \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}$. Согласно (1,1) это значит, что зависимость $\ln \frac{F}{1-F}$ от $(\ln \operatorname{tg} \theta^L + \ln \gamma_c)$ выражается прямой линией с тангенсом угла наклона, равным 2.

**) Это можно пояснить следующим образом: частица мишени имеет энергию в C -системе $M_2 \gamma_c$. Если отношение масс $\frac{M_1}{M_2}$ не слишком велико, то бомбардирующая частица будет также релятивистской в C -системе и будет обладать той же энергией, что и частица мишени. Таким образом, полная энергия W в C -системе задается приближенно величиной $2M_2 \gamma_c$. Энергия в L -системе равна этому значению («масса» всей системы), умноженному на γ_c ($E^L + M_2 = W \gamma_c$).

Анализируя таким образом эмпирические данные, некоторые авторы недавно предложили так называемую двухцентровую модель (см. III, § 2.2).

***). Таким образом, не имеет смысла применять этот метод в случае больших N_h .

способов оценки энергии очень быстрых вторичных частиц *), отличных от нейтральных π -мезонов **). Это — одно из преимуществ метода больших эмульсионных стопок.

1.4. Свойства элементарного процесса и вторичных частиц

1.4.1. Поперечный импульс p_{\perp} . Мысль об устойчивости значений p_{\perp} была впервые высказана Нишимура¹⁴, а затем подтверждена Японской группой⁸. В настоящее время в результате ряда экспериментов, выполненных различными группами, это свойство достаточно хорошо установлено для ядерных столкновений сверхвысокой энергии^{7,15}. $p_{\perp} = p_{\perp}^L$ есть лоренцовский инвариант и его можно непосредственно оценить, измеряя угол и энергию***) в лабораторной системе координат.

Из таблицы видно, что среднее значение $p_{\perp} \sim 0,5 \frac{B\bar{e}e}{c}$ очень мало зависит от первичной энергии и от угла вылета. Однако возможно, что

Т а б л и ц а

Среднее значение поперечного импульса *)

Экспериментатор	Первичная энергия (Бэе)	Поперечный импульс (Бэе/с)	Число случаев	Измерения энергии	Заряд частиц
Бристольская группа	$10^3 - 10^5$	$0,41 \pm 0,13$	43	Рассеяние	\pm
		$0,8 \pm 0,1$	36	Втор. звезда	\pm
		$1,4 \pm 0,2$	9	Втор. звезда	0
		$0,52 \pm 0,16$	80	{ Ионизация Рассеяние	γ
Японская эмульс. группа	несколько единиц, умн. на: 10^3 10^4	$0,4 \pm 0,2^{**})$	49	Каскад	π^0
Граменицкий и др.	8×10^4	{ $0,55$ $0,42$	9	Отв. угла $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	\pm
		$0,30$		Втор. звезда	
Дебенедетти и др.	5×10^3	$0,3 \pm 0,15$	36	Рассеяние	γ
Мензович и др.	$3,3 \times 10^5$	{ $0,22$ $0,54$	15	Втор. звезда	\pm
		$0,74$		Отв. угла $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$	
Политехническая школа	$\sim 10^{29}$	$0,3 \pm 0,15$?	Двойная камера Вильсона	\pm

*) Эта таблица составлена Нишимура.

**) Здесь «ошибка» $\pm 0,2$ представляет ширину распределения. В других строчках того же столбца даны статистические ошибки.

*) Однако при анализе вторичных звезд следует быть осторожным, так как большинство из них, вероятно, вызвано мезонами. Между тем согласно некоторым моделям (см. II, § 5 и III, § 2) столкновение мезон — нуклон может породить отдельное возбужденное мезонное облако, которое затем симметрично распадается в своей собственной Π -системе. Тогда кажущееся значение γ_c , полученное из уравнения (1,3), будет представлять собой лоренцовский фактор этого мезонного облака и не будет иметь никакого отношения к энергии падающей частицы¹³.

**) Энергия нейтральных π -мезонов оценивается из измерения, возникающего электромагнитного каскада.

***) Если устойчивость среднего p_{\perp} установлена, то его значением можно воспользоваться для оценки энергии отдельных частиц ϵ_i^L по соотношению $\epsilon_i^L = p_{\perp} \operatorname{cosec} \theta_i^L$.

оно зависит от рода частиц: Бристольской группой было получено значение $p_{\perp} \sim 1,5 \text{ Бэв}$ для частиц, отличных от π -мезонов⁷.

1.4.2. Состав вторичных частиц^{6,7}. Обозначив через x частицы, отличные от π -мезонов, и сравнивая число электронных пар с числом тонких следов, Бристольская группа получила следующее соотношение:

$$R = \frac{n_{\pi^0}}{n_{\pi^{\pm}} + n_{x^{\pm}}} = 0,40 \pm 0,04.$$

Вместе с предположением $n_{\pi^0} = \frac{1}{2} n_{\pi^{\pm}}$ это дает *):

$$\frac{\text{заряженные } x\text{-частицы}}{\text{все заряженные вторичные частицы}} = 1 - 2R \approx \frac{1}{5}.$$

Другое измерение $Q = \frac{n_{x^0}}{n_{\pi^{\pm}} + n_{x^{\pm}}} = 0,25 \pm 0,08$, выполненное методом подсчета вторичных звезд, вызванных нейтральными частицами, вместе с предположением, что средняя длина свободного пробега заряженных и нейтральных частиц одинакова, приводит **) к оценке

$$\frac{\text{полное число (заряженных и нейтральных) } x\text{-частиц}}{\text{все вторичные частицы}} = 1 - \frac{3R}{Q - R + 1} \approx \frac{1}{4}.$$

1.4.3. Угловое распределение вторичных частиц в $Ц$ -системе, по-видимому, колеблется довольно значительно от одного случая (ядерного взаимодействия) к другому. Если его представить в виде

$$n(\theta) d\theta \sim (\cos \theta)^m d(\cos \theta), \quad (I,6)$$

то показатель m быстро растет от нуля (изотропное распределение) до значений $\geq 10^3$ (очень резкие максимумы вперед и назад).

Достаточно хорошо установлено, что чем выше энергия, тем вероятнее, что угловое распределение будет иметь резкие максимумы вперед и назад. В последних Бристольских данных имеется также указание, что m и n_s очень тесно связаны между собой; меньшие n_s соответствуют большим m ⁷.

Другой величиной, характеризующей угловое распределение, является $(\cos \theta^L) \equiv z^4$ ***). Она удобна, так как постоянство p_{\perp} означает

$$e^L = p_{\perp} z. \quad (I,7)$$

Из данных Бристольской⁷ и Японской¹⁶ групп следует, что

$$n(>z) \sim \frac{1}{z}. \quad (I,8)$$

1.4.4. Энергетическое распределение вторичных частиц. Оценка энергии индивидуальных следов не всегда возможна. Все, что мы можем

*) Имеются указания, что это отношение может увеличиваться с ростом n_s .

**) Отношение $\frac{n_{x^0}}{n_{x^{\pm}}} = \frac{Q}{1-2R} = 1,25 \pm 0,5$ не противоречит значению, которое получится, если x -частицам приписать изоспин $I = \frac{1}{2}$. По-видимому, эти последние состоят из нуклонов и тяжелых мезонов и подобный изоспин находится в согласии с современными представлениями.

***) Для больших $m \bar{z} \sim m^{1/2}$.

сделать в настоящее время, это положить, например, $p_{\perp} = \text{const}$ и из (I,7) и (I,8) вывести средний энергетический спектр*)

$$n(p) dp \sim \frac{1}{p^2} dp.$$

Этот результат не противоречит прежним данным.

1.4.5. Множественность вторичных заряженных частиц.

На рис. 1 представлена зависимость числа релятивистских следов n_s от энергии падающей частицы. Из рисунка видно, что $n_s(E)$ меняется от одного случая ядерного взаимодействия к другому и, по-видимому,

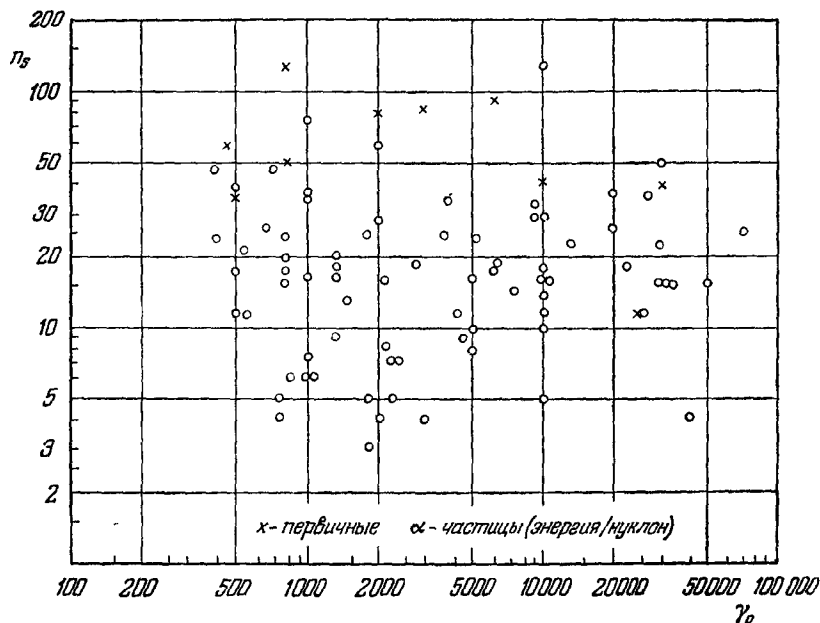


Рис. 1. Множественность вторичных частиц как функция энергии падающей частицы.

довольно затруднительно найти прямую связь между n_s и E . Однако некоторые авторы считают, что экспериментальные данные согласуются с предположением $n_s \sim (EL)^{1/4}$ 12, 17 **).

Заметим, что во многих случаях оценка энергии не очень точна (точность только по порядку величины или меньше) и, по-видимому, следует учитывать ***) еще и другие факторы, например неупругость или параметр удара. Наблюдается общая тенденция к увеличению n_s с N_h . Это, возможно, означает, что звезда с большим N_h обусловлена сложной последовательностью элементарных столкновений.

1.4.6. Коэффициент неупругости η столкновения определяется отношением всей энергии родившихся вторичных частиц к наличной энергии

*) Другая возможная оценка энергетического спектра, основанная на определении энергии отдельных π^0 -мезонов, была сделана Нишимура и др. и дала тот же результат. (Доклад на годичном собрании Физ. о-ва Японии, Токио, октябрь 1957 г.)

**) При более низких энергиях некоторые авторы различают два типа струй 10, 18. Один характеризуется $n_s \sim (EL)^{1/2}$, а другой — $n_s \sim (EL)^{1/4}$. Однако другие авторы приписывают эту разницу различию в длине ядерного туннеля, вырезаемого падающим нуклоном 13.

***) Ср., например, работы Канеко и Оказаки 19 и Эзава 20 (III, § 3).

падающей частицы в C - или в L -системе *). Это — одна из наиболее интересных величин, характеризующих столкновение, и надо думать, что она отражает некоторые внутренние особенности процесса столкновения при высокой энергии.

Для некоторых случаев была проведена оценка энергии отдельных вторичных частиц, а следовательно и коэффициента неупругости:

$$\begin{aligned} &\text{для звезды } S^{21} \eta \sim 0,1 \sim 0,2, \\ &\text{для Туринской звезды } ^{22} \eta \sim 0,7 \sim 0,8 \text{ и т. д.} \end{aligned}$$

По-видимому, коэффициент неупругости η значительно колеблется от случая к случаю.

Пользуясь приближительным постоянством p_{\perp} , Бристольская группа оценила вторичную энергию и получила:

$$\begin{aligned} \eta &\cong 0,8 \text{ для вторичных звезд } (\sim 10^2 \text{ Бэв, мезон—нуклон}), \\ \eta' &\cong 0,2 \text{ для первичных звезд } (\sim 10^3 \sim 10^4 \text{ Бэв, нуклон—нуклон}), \end{aligned}$$

где η' в последнем случае означает долю энергии, перешедшую к π -мезонам**). Эта же группа обнаружила общую тенденцию к уменьшению η с увеличением энергии.

§ 2. Эксперименты на широких атмосферных ливнях

2.1. Введение

Широкие атмосферные ливни впервые наблюдались около 20 лет назад. В ходе развития мезонной физики было предсказано теоретически и проверено экспериментально существование нейтрального π -мезона и характер его распада на два фотона с очень малым временем жизни. Нейтральные π -мезоны, родившиеся при столкновении первичных частиц высокой энергии с ядрами в атмосфере, успевают распасться до их вторичного взаимодействия в атмосфере. Образовавшиеся при этом фотоны высокой энергии согласно электромагнитной каскадной теории размножаются и дают большое число электронов (позитронов и электронов) и фотонов, которые составят главную часть электронной компоненты атмосферного ливня. С другой стороны, заряженные π -мезоны высокой энергии, возникшие в верхних слоях атмосферы, в дальнейшем взаимодействуют с ядрами в воздухе до их распада на μ -мезоны. Таким образом, эти вторичные заряженные π -мезоны вместе с нуклонами будут развиваться каскадно и образуют ядерную компоненту атмосферного ливня. В связи с этим изучение атмосферных ливней позволяет нам сделать некоторые интересные заключения о ядерных взаимодействиях при сверхвысокой энергии. Поэтому изучение свойств и поведения атмосферных ливней является одной из интереснейших проблем физики высокой энергии, так как первичные космические лучи, вызывающие атмосферные ливни, могут иметь самые высокие энергии из известных в природе. Интенсивность частиц высокой энергии очень мала и мы можем их обнаружить,

*) Относительная потеря энергии каждой частицей инвариантна относительно системы координат, поскольку мы можем пренебречь влиянием массы покоя и изменением направления (так как начальная и конечная энергии умножаются на один и тот же коэффициент $\Gamma(1+v)$). Таким образом неупругость соударения оказывается одинаковой в C -системе и в L -системе при условии, что столкновение происходит симметрично и обе сталкивающиеся частицы в системе центра инерции теряют одну и ту же долю энергии.

**) Иначе говоря, доля $(1-\eta')$ уносится падающими частицами и вторичными x -частицами.

только наблюдая процессы размножения частиц в атмосфере, а именно атмосферные ливни. (При существующей эмульсионной технике довольно трудно уловить ядерные столкновения при энергиях выше 10^6 Бэв, в то время как в атмосферных ливнях происходят ядерные столкновения с энергиями вплоть до 10^8 Бэв и выше.)

С другой стороны, метод изучения атмосферных ливней имеет свои недостатки. Даже при наблюдении одиночного атмосферного ливня характер элементарного акта маскируется статистической природой процесса размножения. Мы можем выбрать несколько величин, характеризующих атмосферный ливень. Эти величины, усредненные по многим атмосферным ливням, были измерены различными авторами. Взаимные связи между этими величинами в индивидуальном атмосферном ливне до конца не изучены. Тщательный анализ отдельных атмосферных ливней, предпринятый несколькими группами, продолжается и сейчас. Результаты этих экспериментов прольют свет на механизм реакций при высоких энергиях.

2.2. Количественные характеристики атмосферных ливней

2.2.1. Спектр плотностей. Спектр плотностей легче всего поддается измерению. Плотность Δ ливневых частиц можно, например, измерить, регистрируя совпадения в нескольких счетчиках Г-М или в группах их, расположенных на расстоянии нескольких метров друг от друга. Можно также пользоваться камерами Вильсона или ионизационными камерами. Из этих измерений мы можем получить частоту (появления) ливней с плотностями (потока частиц), превышающими Δ , т. е. величину $F(>\Delta)$, называемую интегральным спектром плотностей атмосферного ливня. Эксперименты показывают, что (этот) спектр плотностей приближенно выражается в следующей простой форме: $F(>\Delta) = K\Delta^{-\gamma}$, где $K = \text{const}$. γ было измерено несколькими авторами как на уровне моря, так и на больших высотах. По-видимому, γ не является постоянной величиной, а медленно растет с Δ^*).

Если предположить, что все ливни исходят из области вблизи зенита и имеют одинаковое пространственное распределение, то можно заключить, что интегральный спектр по числу частиц, т. е. частота $F(>N)$ ливней с числом ионизирующих частиц N или больше, может быть выражен в виде $F(>N) = K'N^{-\gamma}$ с тем же показателем γ , что и в спектре плотностей, K' — постоянная. Возможно, что сделанное выше предположение слишком упрощено и приведенная формула только приближенная.

Чтобы теоретически вывести спектр плотностей, мы должны прежде всего знать энергетический спектр первичных космических лучей, а затем закон размножения атмосферного ливня. Но даже если бы мы и знали точно спектр первичных космических лучей, то из сравнения теоретических расчетов с опытом на малых высотах мы не могли бы сделать определенных выводов относительно механизма множественного рождения, поскольку спектр плотностей есть величина интегральная.

2.2.2. Пространственное распределение частиц. Плотность Δ в действительности функция расстояния от оси ливня, т. е. $\Delta = \Delta(r)$. Она имеет важное значение для описания пространственного распределения

* Так, например, Коккони²³ дает эмпирическую формулу $\gamma = a + b \ln \Delta$ для $1 < \Delta < 10^4 \frac{\text{част}}{\text{кв.м}}$, где $a = 1,2$, $b = 0,048$ на высоте гор и $a = 1,32$ и $b = 0,038$ на уровне моря.

частиц вокруг ствола ливня. Общее представление о ней можно получить из так называемой кривой раздвижения. Эта кривая дает зависимость числа совпадений от относительного расстояния между счетчиками, эффективная площадь которых фиксирована. Если известно соотношение размер—частота атмосферного ливня, то из кривой раздвижения можно получить пространственное распределение. В последнее время были, однако, выполнены и более прямые измерения.

Строго говоря, каждая компонента атмосферного ливня имеет свое собственное пространственное распределение и мы должны рассматривать каждую из них отдельно.

а) Электромагнитная компонента

Наиболее полно пространственное распределение электромагнитной компоненты в атмосферном ливне было измерено Русской группой²⁴ и группой Массачусетского Технологического института²⁵. Результаты показали, что структура $R(r)$ с хорошим приближением не зависит от размеров ливня: $\Delta(r) = Nf(r)$, где N —общее число ионизирующих частиц в атмосферном ливне. Кроме того, по-видимому, $f(r)$ не зависит от высоты наблюдения, если только расстояние до оси измерено в соответствующих единицах. Поведение электромагнитной компоненты вблизи оси ливня (несколько метров вокруг ствола) и вдали от нее следует рассматривать раздельно. Пространственное распределение электромагнитной компоненты на промежуточных расстояниях от оси хорошо описывается функцией распределения Нишимура—Камата²⁶. Для не очень больших r она грубо выражается как $f(r, s) \sim r^{-(2-s)}$, где s —возраст ливня. На уровне моря s приближенно равно 1,3.

Это единое распределение, описывающее все ливни в нижних слоях атмосферы, не дает нам, однако, никаких детальных сведений о механизме ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях вблизи верхней границы атмосферы. Оно, по-видимому, показывает, что электроны, обнаруженные в нижних слоях атмосферы, являются продуктом генерации электромагнитных частиц вдоль всей оси ливня, а не остатками размножения фотонов высокой энергии, зародившихся на очень больших высотах.

б) Ствол ливня*)

Представляет интерес распределение вблизи ствола, поскольку угловая ширина разлета π^0 -мезонов высокой энергии может быть непосредственно связана с размерами ствола. Очень точно локализовать ствол трудно. В настоящее время мы не знаем определенно, не состоит ли так называемый «ствол» из группы стволков (т. е. не существуют ли множественные стволы). Их, пожалуй, было бы трудно обнаружить экспериментально, даже если бы они и существовали в действительности.

Во всяком случае, на расстояниях меньше нескольких метров функция $\Delta(r)$ как будто становится менее крутой, а это указывает на сложную природу ствола. Если бы ствол был обязан своим существованием вторичным частицам высокой энергии, созданным первичным космическим излучением вблизи верхней границы атмосферы, то размеры ствола определялись бы углом вылета вторичных частиц, которые при первом взаимодействии унесли бы с собой большую часть наличной энергии. Эксперименты показывают, что размер ствола составляет около 1 м при энергии

*) Здесь слово «ствол» употребляется для того, чтобы указать область атмосферного ливня, в которой концентрируются частицы и энергии. Структурная функция атмосферного ливня вплоть до точек, очень близких к оси ливня, еще не полностью исследована. Можно было бы ожидать, что структурную функцию удастся выразить в единой аналитической форме и тогда ствол сведется к точке. Однако современные данные как будто показывают, что структура вблизи оси и вдали от нее различна, так что не только удобно, но и физически осмысленно разделять ливень феноменологически на ствол и на области вне его.

первичного нуклона, равной 10^5 Бэв²⁷. Если бы было известно энергетическое распределение частиц, составляющих ствол, мы могли бы сделать довольно важные выводы о явлениях множественного рождения.

в) μ -компонента

Плотность μ -мезонов вдали от ствола не намного меньше плотности электронов, хотя полное их число в атмосферном ливне гораздо меньше числа электронов. μ -компонента измеряется довольно легко по сравнению с N -компонентой *). Кроме того, так как μ -мезоны очень слабо взаимодействуют с ядром и теряют энергию главным образом в процессе ионизации, мы легко можем оценить нижний предел из энергии, если проводить измерения под землей.

Различные эксперименты, проведенные до сих пор, по-видимому, подтверждают, что относительная плотность μ -мезонов $\frac{\Delta_\mu(r)}{\Delta_{\text{полн}}(r)}$ в первом приближении не зависит от размеров ливня, но сильно зависит от r . Она меняется от минимального значения, меньшего 10^{-2} , вблизи ствола до значения, близкого к единице на расстоянии 1 км от него²⁸. Само $\Delta_\mu(r)$ уменьшается на этом расстоянии приблизительно в 10^3 раз.

Недавно Японской группой был проведен очень интересный эксперимент²⁹. Камеру Вильсона с пластинками поместили на 1080 часов в туннеле (30 метров водного эквивалента) и нашли 16 ядерных взаимодействий, в которых от 4 до 30 проникающих частиц одновременно пересекали всю поверхность аппаратуры, сохраняя параллельность движения с точностью до нескольких градусов и не совершая при этом никаких ядерных взаимодействий. Средняя энергия этих частиц была оценена в несколько Бэв. Если эти частицы представляют собой выжившие μ -мезоны атмосферного ливня, то их наблюдаемая плотность соответствует полному числу μ -мезонов $N_\mu \sim 10^5$. Частота ливней с таким числом μ -мезонов, полученная из других доступных нам экспериментальных данных, оказывается в 10—100 раз меньше той, которая требуется для объяснения наблюдаемой частоты. С другой стороны, если бы они присутствовали в стволах ливней случайно, то их средняя энергия была бы гораздо больше.

Таким образом, исследование происхождения этих «множественных проникающих частиц» представляет большой интерес. Это могли бы быть проникающие ливни, вызванные вблизи поверхности Земли очень быстрыми частицами, находящимися в стволе атмосферного ливня. Если так, то это явление подтвердило бы мнение, что в стволе атмосферного ливня присутствуют энергичные N -частицы.

г) N -компонента.

Пространственное распределение N -компоненты вокруг ствола, по-видимому, идет круче, чем распределение электронов³⁰. Если мы выразим пространственное распределение N -компоненты через $\Delta_N(r) = Ar^{-a}$, то a , по-видимому, зависит от размеров атмосферного ливня **), а быть может, также и от высоты точки наблюдения. На больших расстояниях от ствола (например, $r > 100$) $\Delta_N(r)$ падает более круто. Обсуждать вопрос о пространственном распределении вблизи ствола довольно трудно, поскольку число частиц очень сильно флуктуирует. Более целесообразно, по-видимому, рассматривать пространственное распределение потока энергии.

*) Под N -компонентой понимаются ядерно-активные частицы. (Прим. пер.)

**) Плотность N -частиц в атмосферном ливне не может быть определена с хорошей точностью и нужно быть осторожным при сопоставлении результатов, полученных с различными N -детекторами.

Согласно экспериментам на Памире³⁴ $a = 1,3$ и $1,7$ для $N = 8 \cdot 10^5$ и $1 \cdot 10^5$ соответственно. Однако было бы опасно принимать всерьез экспериментальные значения, так как статистика этих экспериментов была не достаточна.

2.2.3. Состав ливней, энергетические спектры. Отношения $\frac{N_\mu}{N_{\text{полн}}}$ и $\frac{N_N}{N_{\text{полн}}}$ зависят от высоты точки наблюдения и от размера ливня.

На уровне моря отношение $\frac{N_\mu}{N_{\text{полн}}}$ равно приблизительно 0,1, независимо от размеров ливня, в то время как на высотах гор оно падает приблизительно до 0,05. Этот факт можно качественно объяснить особенностями процесса размножения электромагнитной компоненты и относительно медленным поглощением μ -компоненты.

Русская группа на Памире³³ измерила энергетический спектр μ -компоненты для ливней с $N=10^5-10^6$. Энергетический спектр μ -мезонов можно выразить в форме $N(>E)=BE^{-b}$, где $0,44 < E < 3,5 \text{ Бэв}$; b приблизительно не зависит от размеров ливня, но, по-видимому, зависит от расстояния до ствола r . Вблизи ствола спектр более пологий, чем вдали от него: при $r=100 \text{ м}$ $b \sim 0,3$ и при $r=300 \text{ м}$ $b \sim 0,8$ ³⁵.

При современном состоянии наших знаний мы не можем еще оценить полную энергию, которую несет μ -компонента.

Отношение $\frac{N_N}{N_{\text{полн}}}$ также зависит от размера ливня и от высоты точки наблюдения. Измерения на разных высотах показывают, что оно остается почти постоянным, начиная от уровня моря и до горных высот, а на больших высотах оно резко возрастает³⁶. Почти постоянное значение $\frac{N_N}{N_{\text{полн}}}$ в интервале от уровня моря до высоты гор показывает, что N -компонента, входящая в состав атмосферного ливня, поглощается гораздо слабее в нижней атмосфере, чем N -компонента, не сопровождаемая атмосферным ливнем. На уровне моря это отношение составляет около 10^{-2} для ливней с $N \sim 10^5$ ³⁵. В малых ливнях содержится относительно больше N -частиц, чем в больших³⁸.

Эти факты, по-видимому, показывают, что N -компонента ответственна за распространение ливня в нижних слоях атмосферы.

Согласно экспериментам Русской группы на Памире³⁹ интегральный энергетический спектр N -частиц для ливней с $N \sim 10^5$, грубо говоря, пропорционален E^{-1} и полная энергия, переносимая ими, составляет (по оценке) около 10% от первичной. Кроме того, русские исследователи утверждают⁴⁰, что наиболее энергичные N -частицы находятся внутри области, ограниченной расстоянием 1—2 метра до ствола, и что там присутствует одна или несколько частиц, которые несут значительную долю полной энергии N -компоненты.

2.3. Свойства атмосферных ливней, выведенные из экспериментальных данных *)

2.3.1. Как не раз упоминалось, характеристики атмосферных ливней имеют статистическую природу. Поэтому из известных нам данных об атмосферных ливнях очень трудно сделать определенные выводы о механизме множественного рождения. Однако теория множественного рождения должна объяснить различные свойства атмосферного ливня. В этом смысле изучение атмосферных ливней необходимо для того, чтобы получить некоторые критерии для теории множественного рождения. Ниже мы кратко

*) Недавно Мияки подчеркнул необходимость учитывать флуктуации длины пробега, на которой нуклон образует нейтральные π -мезоны⁴¹. Учет этих флуктуаций только в первом поколении заметно меняет результаты. Мы должны быть очень осторожны при выводе новых неизвестных величин из эмпирических данных.

приведем сведения, которые при современном уровне знаний можно извлечь из свойств атмосферных ливней.

Мы не можем прямо измерять энергию первичных космических частиц, дающих начало наблюдаемому атмосферному ливню. Ее можно вывести из размера атмосферного ливня. Как было уже упомянуто, электромагнитная компонента атмосферного ливня может быть хорошо описана электромагнитной каскадной теорией. Таким образом, мы можем оценить энергию первичной частицы, которая дает начало определенному электромагнитному ливню. Наблюдаемые в действительности электромагнитные компоненты атмосферного ливня являются результатом наложения друг на друга электромагнитных ливней, вызванных на разных высотах фотонами. Эти фотоны в свою очередь представляют собой продукты распада нейтральных π -мезонов, возникающих на каждой стадии развития ядерного каскада. Поэтому оценку первичной энергии невозможно выполнить с высокой точностью. Если неупругость соударения нуклон—ядро не очень мала, то за электромагнитную компоненту, наблюдаемую в нижних слоях атмосферы, будут ответственны главным образом нейтральные π -мезоны, возникшие вблизи верхней границы атмосферы. Кроме того, так как полное число частиц в электромагнитной компоненте зависит в первом приближении только от полной энергии первичных частиц, вызывающих электромагнитные ливни, то, по-видимому, можно найти энергию первичных космических частиц, вызывающих наблюдаемый атмосферный ливень. В настоящее время считается, например, что атмосферный ливень с $N=10^5$ соответствует первичной энергии около $2 \cdot 10^6$ Бэв *).

Другого рода сведения о первичной энергии атмосферного ливня можно получить, наблюдая μ -мезоны очень высокой энергии, сопровождающие атмосферный ливень. Такие μ -мезоны, наблюдаемые под землей, являются продуктами распада π -мезонов высокой энергии. Мы можем оценить вероятность заряженного π -мезона определенной энергии до его взаимодействия с ядрами в воздухе при условии, если нам известно сечение взаимодействия π -мезонов. Таким образом можно оценить энергию π -мезонов и найти первичную энергию.

2.3.2. Средний коэффициент неупругости нуклонов при столкновении с ядрами воздуха можно вывести из высотной зависимости соотношения размер—частота. Чтобы оценить неупругость, мы должны сделать некоторые предположения о механизме множественного рождения. Поэтому найденные величины не могут иметь серьезного значения. Но полученные так значения $\eta = 0,3 \sim 0,5$ дают нам все же некоторые сведения о свойствах атмосферных ливней **).

Если бы подтвердилось, что в стволе всегда присутствует только один нуклон очень высокой энергии, то это служило бы указанием на малую неупругость.

2.3.3. Из пространственного размера ствола и энергетического спектра частиц в стволе можно получить угловое распределение потока энергии при множественной генерации частиц.

*) Следует заметить, что это имеет смысл только по порядку величины. Ошибка может достигать даже десятикратной величины. Мияке и др.⁴² недавно измеряли поток энергии в стволах атмосферных ливней на горе Норикура (2800 м). Одновременно они измеряли размеры атмосферного ливня, соответствующего данному потоку энергии в стволе. Этим способом они получили кривую размер—частота из кривой зависимости потока энергии в стволе от частоты. Полученные частоты меньше обычных для ливней меньших размеров. Это указывает, что на горных высотах присутствуют довольно молодые ливни и что ливень данного размера соответствует широкой области первичных энергий.

**) Мияке полагает, что η равно $0,5 \sim 0,7$ ⁴¹.

Изотропное распределение вторичных частиц в $Ц$ -системе при ядерных взаимодействиях, вызывающих множественное рождение, дает слишком большой размер ствола. Русская группа⁴³ показала, что наблюдаемый размер ствола можно объяснить при помощи теории Ландау. Во всяком случае можно считать, что угловое распределение вторичных частиц в акте множественной генерации является резко анизотропным.

II. ОБЗОР СУЩЕСТВУЮЩИХ ГИПОТЕЗ

В этой части после беглого исторического очерка мы дадим краткое описание тех четырех основных теорий и моделей, которые были предложены к настоящему времени для интерпретации механизма множественного рождения.

§ 1. Краткий исторический очерк*)

1.1. Современная теория поля и множественное рождение

1.1.1. Рассматривая в общем виде основные положения и пределы применимости квантовой теории поля, Гейзенберг первый указал на возможность множественного рождения частиц. Именно, когда Ферми в 1934 г. предложил свою теорию β -распада, Гейзенберг заметил, что вводимое здесь взаимодействие обладает так называемой нелинейностью второго рода**) (ср. II, § 2.1), и, применив эту теорию, предсказал множественное рождение частиц⁴⁴ (1936). Это произошло даже до открытия мезонов. Гейзенберг считал, что открытые к тому времени ливни космических лучей являются ядерными взаимодействиями такого взрывного типа. Однако это было неправильно; эти ливни удалось удовлетворительно объяснить каскадной теорией ливней как накопление элементарных процессов, хорошо известных из квантовой электродинамики.

1.1.2. Однако спустя некоторое время в космических лучах стали наблюдать одновременное образование многих мезонов и с тех пор наступил длительный период (около 10 лет) полемики между сторонниками многократного и множественного процессов рождения частиц. Гайтлер, один из авторов каскадной теории ливней, и его школа искали разрешение трудностей квантовой теории поля в затухании полевых компонент высокой энергии⁴⁵. Отсюда, естественно, вытекает, что при одном элементарном акте, даже при высоких энергиях, будет рождаться только одна частица, а кажущееся множественное рождение частиц приписывалось последовательности элементарных процессов внутри ядра⁴⁶.

1.1.3. С другой стороны, Гейзенберг и его школа продолжали настаивать на идее множественного рождения частиц в одном элементарном акте и исследовали характер нелинейного волнового поля разными путями⁴⁷⁻⁴⁹: рассматривалось столкновение волновых пакетов (1939), аналогия со спектром турбулентности (1949) и образование ударной волны (1952).

Его последняя идея единой теории элементарных частиц⁵⁰ (1954—1958) по замыслу, по-видимому, связывается с поведением мезонного волнового поля в теории множественного рождения, основанной на концепции ударной волны.

*) Изложенное в этом параграфе имеет целью облегчить понимание дальнейшего. Мы, конечно, не претендуем на вполне беспристрастное изображение подлинной истории вопроса. Мы могли проглядеть важные явления, слишком упростить фактическую ситуацию и т. д. Библиография также далеко не полна.

**) При β -распадном взаимодействии, выражаемом оператором $g(\psi^* O_i \psi)(\psi^* O_j \psi)$, константа связи g в естественных единицах ($\hbar = c = 1$) имеет размерность квадрата длины.

1.2. Другие теории множественного рождения

1.2.1. Льюис, Оппенгеймер и Вутюйзен предложили другой теоретический подход к проблеме множественного рождения (1947). Они также исходили из того, что это—типичное проявление сильного взаимодействия, но более тесно связанное с современной формулировкой мезонно-нуклонного поля^{51, 1, 52}. Они воспользовались приближением Блоха—Нордсика, полуклассическим расчетом, известным из квантовой электродинамики.

Впоследствии Фукуда и Такеда уточнили этот расчет, применив ковариантную теорию возмущений⁵³.

1.2.2. Три года спустя, когда для получения π -мезонов уже применялись ускорители и наши знания о них быстро прогрессировали, Ферми предложил замечательный подход, основанный на идее статистического равновесия^{54*}), который походил отчасти на его метод трактовки β -распада.

Этим методом очень широко пользовались при анализе явлений множественного рождения, можно сказать, как «теоретическим стандартом»^{**}).

1.2.3. С другой стороны, основания статистической теории Ферми не были очень ясны и по этому вопросу был опубликован ряд дискуссионных работ (ср. II, § 4)^{***}). Среди других авторов Померанчук указал, что сильное взаимодействие между родившимися мезонами в их конечном состоянии может изменить результаты Ферми: он принимал, что объем, в котором еще эффективно взаимодействие, пропорционален конечному числу мезонов, в результате чего получилась высокая множественность⁵⁸.

Затем Ландау подверг критике идею Ферми, видоизменил ее, придав особое значение вторичным взаимодействиям между родившимися частицами, и разработал свою гидродинамическую теорию множественного рождения⁶¹ (1953)^{****}).

Его теория, по-видимому, довольно успешно объясняет главные особенности многих экспериментов, особенно относящихся к атмосферным ливням². Было опубликовано много работ, развивавших и усовершенствовавших эту теорию, а также содержащих ее применения^{62–66}.

1.2.4. С другой стороны, некоторые новые экспериментальные данные^{*****}) привели одного из нас (Ш. Т.) к гипотезе изобар⁶⁷, использовавшей видоизменение модели Ферми (1952)^{*****}). Эта идея была позже разработана Краушаром и Марксом⁶⁸ (1954). Новая модель, несколько сходная с этой, рассматривается в III, § 2.

*) Идея теплового равновесия при множественном рождении уже обсуждалась Гейзенбергом⁴⁷ и подобную же формулу к этой задаче применял Ватагин⁵⁵.

**) Так как этот подход сводится к вычислению фазового объема, которое необходимо в любом случае, то он также широко использовался при анализе различных процессов и при более низкой энергии (например, для реакций, полученных на ускорителях).

Обзорные статьи, касающиеся приложения к более низким энергиям, опубликованы Мильбурном⁵⁶ и Бельским и др.⁵⁷.

***). См., например, ^{58–60}.

****) К сожалению, она в течение нескольких лет оставалась малоизвестной в других странах.

*****) Угловое распределение вторичных частиц с очень резкими максимумами вперед и назад в C -системе, а также открытие гиперонов, которые можно интерпретировать как возбужденные состояния нуклонов.

*****) Сходную идею предложили в 1951 г. ⁵⁹ Фейнберг и Чернавский. Они сообщают что ее обсуждали также (но не опубликовали) Беге и Зацепин.

1.3. Сравнение с экспериментами

1.3.1. Простое перенесение «теорий» множественного рождения при столкновении нуклон—нуклон на случай столкновения нуклон—ядро *) стало возможным благодаря так называемой туннельной модели **), предложенной Реслером и Мак-Каскером⁹ (1953). С другой стороны, было замечено, что струю, не дающую черных или серых следов, не обязательно следует рассматривать как результат соударения нуклон—нуклон ***).

1.3.2. Между тем постепенно накапливались наблюдения, указывавшие на реальность множественного рождения мезонов. Кроме того, наблюдения над столкновениями нуклон—нуклон при $2,2 \text{ Бэв}$ на мощном ускорителе прямо обнаруживали процесс множественного рождения вторичных частиц⁶⁹ (1954). Последующий прогресс в области сверхвысоких энергий был обусловлен главным образом изучением звезд и атмосферных ливней (ср. I).

§ 2. Нелинейная полевая теория Гейзенберга^{44, 47, 48}

2.1. Общие основания

2.1.1. Гейзенберг, один из основателей квантовой теории поля, хорошо создавал ее внутренние противоречия и первый подчеркнул необходимость введения, кроме \hbar и c , еще третьей универсальной постоянной r_0 , имеющей размерность длины ****).

Его основная идея заключалась в том, что теория правильно квантованного нелинейного поля для «праматерии» сможет в конце концов разрешить все существенные проблемы современной квантовой теории поля, как-то: устранение расходимостей, спектр масс элементарных частиц, внутренние степени свободы, множественное рождение и т. п.

2.1.2. Гейзенберг различает «слабую» и «сильную» нелинейность волнового поля. Первая не содержит параметра с размерностью длины, более тривиальна и не приводит к существенным изменениям даже при переходе к очень малым пространственным областям (т. е. при переходе к очень высокой энергии). В теории второго типа, содержащей положительную степень длины, имеется соответствующая критическая энергия, выше которой должны существовать совершенно особые явления *****). Он полагает, что множественное образование частиц и есть проявление такого необычайного поведения материи при сверхвысоких энергиях (ср. II, § 1.1).

*) Считается, что большинство данных, полученных из наблюдений над космическими лучами, относятся к столкновениям нуклон-ядро.

**) Согласно туннельной модели предполагается, что нуклон (или меньшее ядро), сталкиваясь с (большим) ядром, выдавливает в нем сквозной туннель. Можно считать, что взаимодействие имеет место между налетающим нуклоном и трубкой (колонкой) выдавленного вещества как целое. Эта точка зрения представляется приемлемой потому, что при сверхвысокой энергии последующие столкновения с нуклонами в туннеле будут происходить до того, как предыдущее взаимодействие закончится и все рожденные частицы будут очень хорошо коллимированы в направлении вперед в L -системе. С другой стороны, при относительно более низких энергиях можно ожидать, что будет происходить сложное каскадоподобное развитие процесса внутри ядра, чрезвычайно трудно поддающееся теоретическим подсчетам.

***)) Как было упомянуто в предыдущей сноске, все вторичные частицы, рожденные в процессе сложного (нуклон—ядро) столкновения при сверхвысокой энергии, будут так резко коллимированы в направлении вперед, что ядерное вещество вне туннеля может оставаться невозбужденным (или слабо возбужденным). Поэтому вполне возможно что лобовое столкновение нуклон—ядро не даст видимых черных или серых следов.

****)) Нелинейное уравнение второго рода прямо или косвенно содержит r_0 .

*****)) Понятие критической энергии, соответствующей фундаментальной длине при взаимодействиях второго рода, недавно рассматривалось с новой точки зрения (ср. III, § 4).

2.2. Формулировка задачи и результаты

2.2.1. Рассматривая проблему множественного рождения, Гейзенберг до сих пор ограничивался некантованными волновыми уравнениями. Оправдание такому классическому подходу он находит в том, что этот процесс включает большое число частиц и касается главным образом состояний с большими квантовыми числами, так что некоммутативность операторов поля должна иметь второстепенное значение. По его мнению, квантовый эффект приведет к простым флуктуациям вокруг классического решения.

Таким образом, он решает нелинейное уравнение для c -чисел при соответствующих начальных условиях и интерпретирует фурье-компоненты $F(p)$ этого решения следующим образом: $|F(p)|^2 dp$ и $|F(p)|^2 \frac{\partial p}{\epsilon}$ представляют собой соответственно плотность энергии и плотность числа частиц в интервале между p и $p + dp$.

2.2.2. Здесь мы будем иметь дело главным образом с самым последним вариантом этой теории, исходящим из аналогии с ударной волной.

Столкновение нуклон — нуклон при высокой энергии в этой теории рассматривается как столкновение двух релятивистски сжатых дисков (диаметр $\sim \frac{1}{\mu}$, толщина $\sim \frac{1}{\gamma\mu}$). О том, что происходит в процессе очень сильного соударения, мы знаем очень мало; но можно представить себе, что после первой стадии столкновения образуется очень плотный волновой пакет, содержащий огромную энергию в очень малом (лоренцовски сокращенном) объеме*). Этот пакет начнет затем быстро расширяться во внешний вакуум. К этой второй стадии процесса столкновения Гейзенберг и применяет свое нелинейное уравнение. Он рассуждает следующим образом.

2.2.3. Если мы примем, что волновое уравнение содержит нелинейности первого рода (например, является уравнением Шиффа⁷⁰ **)

$\square\phi - \mu^2\phi - \zeta\phi^3 = 0$), то оно даст спектр импульсов $\sim \frac{1}{p}$ вторичных частиц, соответствующий относительно малой множественности. Это по существу то же самое, что дает линейная теория поля $\square\phi - \mu^2\phi = 0$.

С другой стороны, если поведение волнового пакета описывается нелинейным уравнением второго рода (например, уравнением Борна — Инфельда⁷¹, лагранжиан которого $L = l^{-4} \left[1 + l^4 \left\{ \sum \left(\frac{\partial\phi}{\partial x_\nu} \right)^2 + \mu^2\phi^2 \right\} \right]$),

то во фронте волны имеет место сильная диссипация энергии и образуется большое число медленных мезонов. По Гейзенбергу спектр импульсов для предельно «сильного» взаимодействия в достаточно общем виде дается формулой $N(p) dp \sim \frac{dp}{p^2}$.

2.2.4. Максимум упомянутого выше спектра импульсов лежит на конце, соответствующем низким энергиям***). Поэтому большинство вторичных частиц в C -системе очень медленное, скажем $p \sim \mu$, и число их, грубо говоря, пропорционально $E \sim (E^L)^{1/2}$. Это дало бы, конечно, слишком большое среднее число частиц при высоких энергиях. Поэтому Гейзенберг вводит «параметр удара» ядерного соударения и точно определяет коэффициент неупругости по величине взаимного наложения мезонных облаков

*) Заметим, что здесь предполагается суперпозиция различных состояний, а не статистический ансамбль. Этот пункт отличает подход Гейзенберга от подхода Ферми и Ландау.

**) ζ — безразмерная постоянная.

***) Низкоэнергетический конец спектра зависит от деталей взаимодействия. Рассмотрение здесь, конечно, только качественное.

обоих сталкивающихся нуклонов. Максимальный возможный параметр удара выбирается так, чтобы наличной энергии было как раз достаточно для рождения двух мезонов. Этот параметр получается возрастающим логарифмически с энергией падающей частицы, и мы приходим к логарифмическому увеличению сечения и к логарифмическому уменьшению средней неупругости при высоких энергиях (ср. II, § 2.4.1)*).

2.3. Сравнение с экспериментами

2.3.1. Так как процесс расширения практически одномерный, то поперечный импульс p_{\perp} определяется коэффициентами Фурье для начального пространственного распределения мезонного облака и имеет порядок $\sim \mu$. Поскольку все теоретические предсказания полуколичественные, то можно считать, что это значение согласуется с экспериментами.

2.3.2. Состав вторичных частиц определяется не только их статистическим весом, но также и их связью с нуклонным полем. Выбором подходящего взаимодействия можно было бы получить результат, согласующийся с экспериментальными данными **).

2.3.3. Данные, полученные недавно Бристольской и Японской группами из наблюдений с эмульсиями, показывают, что спектр импульсов, вероятно, имеет вид $\sim p^{-2} dp$, что согласуется с предсказанием теории Гейзенберга ***).

2.3.4. Что же касается множественности и неупругости, то экспериментальные данные не позволяют сделать определенных выводов. Все же в теории Гейзенберга средняя множественность оказывается чрезмерно сильно зависящей от энергии; именно даже при учете средней неупругости

$$N \sim (E^L)^{1/2} (\ln E^L)^2.$$

2.4. Критические замечания к теории Гейзенберга

2.4.1. Неупругость, параметр удара и полное сечение.

Гейзенберговская классическая трактовка очень малой неупругости в случае очень больших параметров удара подверглась острой критике со стороны советских физиков^{59, 72, 2}. Они указали, что относительная квантовая неопределенность энергии в этой модели равна $\sim \mu/M \cong 0,15$, поскольку в C -системе каждый из начальных нуклонов с энергией γM сконцентрирован в объеме с толщиной $1/(\gamma \mu)$ (и по соотношению неопределенности получается $\Delta E \sim \gamma \cdot \mu$). Это означает, что столкновения с неупругостью, меньшей чем μ/M , лежат за пределами применимости классической трактовки, использующей, например, релятивистски сжатые диски.

Насколько нам известно, еще нет строгого квантовомеханического решения вопроса о далеких столкновениях. Однако анализ методом Вильямса—Вейцекера⁵⁹ как будто указывает, что сечение не становится больше геометрического ****). Гейзенберг соглашается с тем, что его подход

*) При $E = 10^4$ Бэв мы имеем $\sigma_{\text{полн}} = 1,3 \cdot 10^{-24}$ см², $\eta = 0,09$.

**) Если окажется, что частицы, отличные от π -мезонов, испускаются главным образом в направлениях вперед и назад в C -системе, то это качественно будет согласовываться с предсказаниями теории, основанной на концепции ударной волны. Если большие значения p_{\perp} для частиц, отличных от π -мезонов, подтвердятся, то это могло бы указывать на существование внутреннего облака меньших размеров для более тяжелых частиц, которые в этой схеме мы еще не умеем трактовать.

***) Есть некоторые эксперименты⁷³, в которых средняя энергия вторичных частиц довольно низкая и которые качественно согласуются с предсказаниями Гейзенберга.

****) Это можно интерпретировать так: далекое соударение в действительности будет означать не малую неупругость, а только малую вероятность неупругого соударения².

не оправдан с квантовой точки зрения, но он полагает, что более строгое рассмотрение даст результаты, качественно сходные с его первоначальными предсказаниями *).

Во всяком случае следует заметить, что эта часть работы Гейзенберга логически независима от остальных его доводов и может быть, не затрагивая их, изменена.

2.4.2. Классификация нелинейностей ^{74, 75}.

Разделение взаимодействий первого и второго рода, исходящее из отсутствия или присутствия параметра размерности длины, оказалось весьма плодотворным в квантовой теории поля. Как хорошо известно, это равносильно отделению перенормируемых теорий от перенормируемых.

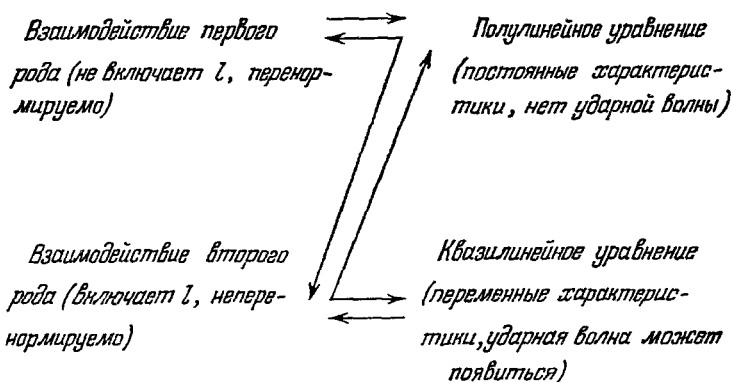


Рис. 2. Классификация нелинейных уравнений.

Однако ситуация не так отчетлива, когда мы имеем дело с проблемой множественного рождения частиц. Прежде всего утверждение, что ход энергетического спектра вторичных частиц дает критерий, позволяющий установить наличие множественного рождения, может оказаться чрезмерным упрощением (контрпример мы находим в теории Ландау, которая дает спектр $\sim \frac{dp}{p}$ и все же описывает множественное рождение **).

Далее, образование ударных волн или появление характерных для нелинейных полей других явлений, которые в теории Гейзенберга в большой степени ответственны за множественное рождение частиц, требует по крайней мере квазилинейных уравнений поля ***). Следует заметить, что для описания взаимодействий второго рода квазилинейные уравнения не обязательны. Простой пример дается уравнением $(\square - \mu^2)\varphi = l^2\varphi^5$ ****).

*) Частное сообщение Гейзенберга.

**) Это замечание сделано Фейнбергом.

***). Математики классифицируют дифференциальные уравнения так ⁷⁵:

а) квазилинейные: высшие производные от неизвестных функций входят линейно; б) полулинейные: коэффициентами при высших производных неизвестных функций в случае а) являются константы или известные функции.

в) линейные: неизвестные функции и все их производные входят линейно. Таким образом, а) включает б) как частный случай; б) включает в) как частный случай. Однако в этой статье мы называем квазилинейными те уравнения, которые относятся к случаю а), но не к б), а полулинейными те уравнения, которые относятся к б), но не к в).

Математики часто называют нелинейными только те уравнения, которые не квазилинейны, но физики обычно включают в «нелинейные» уравнения также квази- и полулинейные уравнения.

****). Это самодействие относится ко второму роду и не может быть перенормировано. С другой стороны, это уравнение может быть решено таким же путем, каким Гейзенберг решал уравнения типа Шиффа (первого рода!), и даст при этом те же результаты, т. е. малую множественность в соответствии с его интерпретацией.

Как схематически показано на рис. 2, классификация Гейзенберга оказывается не такой всеобъемлющей, как представлялось вначале, хотя она бесспорно имела большое эвристическое значение.

Вопрос о том, какой характер волнового уравнения необходим и достаточен для объяснения множественности генераций, по нашему мнению, все еще остается открытым.

2.4.3. Рассматривая свойства нелинейных уравнений, Гейзенберг часто пользуется гидродинамической терминологией. Конечно, это помогает нам понять многое, но иногда аналогия бывает не очень близкой и это может привести к недоразумениям. На употребляемые Гейзенбергом термины «турбулентность» и «ударная волна» скорее следует смотреть как на более или менее условные выражения, употребляемые для характеристики поведения решений нелинейных уравнений *). Его аналогия между спектром волновых чисел вторичных частиц при множественной генерации и спектром изотропной и однородной турбулентности означает только, что в обоих случаях имеет место некоторый вид динамического равновесия, который приводит к степенному энергетическому спектру **). Его «ударная волна» означает очень сильную диссипацию энергии в области фронта волны, но, отнюдь не обязательно образование поверхности разрыва ***). Согласно Таниути, который недавно провел детальное исследование решения нелинейного уравнения борновского типа, некоторые аргументы Гейзенберга могут не подтвердиться или будут иметь менее общее значение, чем это указывалось ****).

Однако, несмотря на все эти технические недостатки, общие соображения Гейзенберга все же остаются плодотворными.

§ 3. Теория тормозного излучения

3.1. Общая точка зрения

3.1.1. Со времени открытия π -мезонов мы знаем, что взаимодействие между нуклонами описывается главным образом мезонным полем. Рассматривая множественное рождение, некоторые авторы предполагали существование особых типов взаимодействия между нуклонами и π -мезонами ^{49,50}.

*) Иначе было бы не очень осмысленно, например, сравнивать множественное рождение мезонов с изотропной однородной турбулентностью; первое является сугубо релятивистским явлением, тогда как второе представляет собой нерелятивистский квазистационарный процесс. Если гейзенберговскую «жидкость» понимать слишком буквально, то ее свойства будут очень сильно отличаться от свойств обычной жидкости.

**) В спектре турбулентности энергия перетекает из области длинных волн в область коротких волн. В процессе же множественного рождения мезонов энергия диссипирует из области коротких волн в область длинных волн. Это, конечно, обусловлено тем обстоятельством, что в этих двух случаях мы имеем обратную зависимость энергии от длины волны, хотя деградация энергии имеет место в обоих случаях.

***) Напротив, то что он называет ударной волной, характеризуется снижением особенности на фронте волны. Однако он приходит к заключению, что эта более низкая особенность и обуславливает диссипацию энергии (возрастание энтропии, если можно так выразиться).

****) Таниути исследовал поведение поля борн-инфельдовского типа в одномерном случае при начальных условиях $t=0$, $\varphi = \text{grad } \varphi = 0$ везде, а $\partial\varphi/\partial t = 0$, за исключением очень малой области. Он нашел, что это специальное нелинейное поле (квазилинейное поле) ведет себя очень сходно с линейным полем и не приводит к образованию ударных волн; его можно сравнивать с газом Кармана—Цезеа в гидродинамике. Конечно, мы еще не можем отсюда сделать общих выводов, поскольку это может быть только исключительный случай. Во всяком случае мы должны быть очень осторожны, когда имеем дело с решениями нелинейных уравнений. Не ясно, например, зависит ли существенно особое Гейзенберговское решение волнового уравнения типа Борна—Инфельда, на котором он основывает всю свою аргументацию в пользу множественного рождения, от налагаемого им специального ограничения $\varphi = \varphi(s)$, $s^2 = t^2 - x^2$, иными словами, можно ли это решение рассматривать как правильную идеализацию истинных решений.

В настоящее время механизм взаимодействия между нуклонами и π -мезонами при очень высокой энергии неизвестен. Кроме того, у нас практически нет надежной вычислительной техники для расчета процессов с таким большим числом частиц, особенно если взаимодействие между ними не мало. Таким образом, мы вынуждены от случая к случаю вводить некоторые приближения. В вышеупомянутых исследованиях также делались некоторые упрощающие предположения. В результате эти теории нельзя считать полностью адекватными, даже если допустить, что основные уравнения поля годны. Такие теории могут описывать столкновения определенного типа, однако они не могут предсказывать само существование соударений такого рода.

3.1.2. Аналогия между мезонной теорией и квантовой электродинамикой была ясна с самого начала. Когда Льюис, Оппенгеймер и Вутййзен *) впервые предложили свою теорию, они руководствовались хорошо известной из электромагнитной теории задачей об излучении фотонов низкой энергии при торможении заряженных частиц.

Как показали Блох и Нордсик **, это явление можно интерпретировать как стряхивание фотонного облака, окружающего заряженную частицу в момент изменения ее импульса. В случае мезонного поля испускание мезонов будет главным образом обусловлено изменением спина или заряда нуклона при соударении. Это и служит отправной точкой теории Л.О.В.

Аналогично теории Блоха и Нордсика Л. О. В. сделали следующие упрощающие предположения: 1) время соударения мало по сравнению с периодами испускаемого излучения **), 2) отдачей излучения на источник можно пренебречь. Поэтому в случае столкновения двух нуклонов процесс излучения одного π -мезона происходит независимо от излучения другого и от процесса рассеяния нуклонов. Эти условия, накладываемые на процесс излучения, довольно жестки и они резко отличают эту теорию от других, описываемых ниже.

3.2. Формулировка задачи и полученные результаты

3.2.1. Вероятность испускания n мезонов можно записать как $w \sim |\mathcal{M}|^2 q$, где \mathcal{M} — матричный элемент рождения n мезонов и q — плотность числа конечных состояний ***). Согласно предположению между процессами взаимодействия нет существенной интерференции и отсутствует эффект отдачи, \mathcal{M} можно разложить на матричный элемент испускания мезонов и на матричный элемент рассеяния нуклонов. Матричный элемент испускания мезонов зависит от типа столкновения мезон—нуклон и конечный результат существенно определяется значением этого матричного элемента. При такой трактовке взаимодействие псевдоскалярного типа дает слишком низкую множественность и в нашем случае псевдовекторный тип взаимодействия представляется более подходящим. Что же касается матричного элемента рассеяния нуклонов, то в этой области высоких энергий мы о нем ничего не знаем. Будем предполагать, что он почти не зависит от

*) В дальнейшем сокращенно Л.О.В.

**) Глаубер обобщил метод Блоха—Нордсика на случай произвольного заданного пространственно-временного распределения поля источника, воспользовавшись соответствующим каноническим преобразованием ⁷³. Таким образом, этот метод формально применим даже к «медленным» столкновениям; однако предполагать источник заданным в действительности можно только в тех случаях, когда столкновение происходит достаточно «быстро».

***). Здесь для простоты мы будем рассматривать только один тип поля излучения. В действительности теорию следует расширить так, чтобы она включала различные поля, т. е. поле π -мезона, поле K -мезона и т. д.

числа испущенных частиц, и положим его приближенно постоянным*). Тогда сечение испускания n мезонов будет пропорционально величине

$$\left(\frac{A^n}{n!}\right) \prod_{i=1}^n \frac{d\mathbf{p}_i}{\varepsilon_i}, \text{ где } \mathbf{p}_i \text{ и } \varepsilon_i \text{ соответственно импульс и энергия } i\text{-го мезона,}$$

подчиняющиеся ограничению $\sum \varepsilon_i = \eta W_0$ **). $\eta (\leq 1)$ является постоянной, выражающей неупругость, A — численный коэффициент, содержащий квадрат константы связи мезон—нуклон, f^2 , а так же и факторы, обусловленные изменением ориентации спина или изоспина нуклонов, если это необходимо. Они были вычислены Л.О.В. и Фукуда и Такеда ***).

3.2.2. Полное сечение рождения n мезонов можно получить интегрированием упомянутого выше выражения для сечения по всем состояниям мезонов, возможным при ограничениях, накладываемых сохранением энергии. Полученное таким образом наиболее вероятное число испущенных мезонов, т. е. множественность N равна $N \sim (\eta W_0)^{2/3}$. Мы записали сечение так, как если бы не было необходимо учитывать изменение импульса нуклона. Строго говоря, с кинематической точки зрения мы должны принять во внимание и сохранение импульса всей системы, включая и нуклон. Но благодаря предположению 2) интеграл по всем возможным типам мезонов ограничен той частью всего импульсного пространства, где изменение импульса нуклона очень мало. Таким образом, мы можем принять написанное выше выражение для сечения, обладающего симметрией вращения, и результирующее распределение мезонов в C -системе становится сферически симметричным.

Это можно выразить следующим образом: импульс нуклона не меняется сколько-нибудь заметно при столкновении. Большая часть начального углового момента уносится нуклонами. Поэтому испущенные мезоны дают более или менее изотропное угловое распределение.

Может, однако, случиться, что полный импульс конечной системы из двух нуклонов не равен нулю, но сравним с потерей энергии, хотя он и меньше начального импульса каждого нуклона ****). Кроме того, матричный элемент рассеяния нуклонов может благоприятствовать рассеянию нуклонов вперед и назад. В этих случаях на испущенные мезоны должна приходиться значительная часть полного углового момента, так что результирующее угловое распределение мезонов будет отклоняться от изотропного ****).

Средняя энергия испущенных мезонов пропорциональна квадратному корню из множественности, т. е. кубическому корню из начальной энергии. Распределение энергии вокруг среднего значения может быть хорошо представлено формулой Пуассона. Это следует из основного предположения о том, что все процессы испускания отдельных мезонов независимы друг от друга.

*) Фукуда и Такеда рассмотрели ковариантно также случай, когда взаимодействие нуклон—нуклон описывается потенциалом Юкава⁵³. Общие выводы, полученные при этом, по-видимому, не сильно зависят от выбора матрицы рассеяния.

**) Если не сделано соответствующих оговорок, то рассуждение всегда ведется в C -системе двух сталкивающихся нуклонов.

***) Л.О.В. трактуют ядерный спин и изоспин как классические векторы, как это принято в приближении «сильной связи» в мезонной теории. Хенли и Ли, применяя метод, аналогичный методу Л.О.В., к вычислению рождения мезонов в области энергий в несколько $B\bar{e}$, рассматривают спины и изоспины как квантовомеханические величины в приближении промежуточной связи⁷⁹.

****) Иными словами, столкновение обоих нуклонов происходит несимметрично и испущенные мезоны как целое обладают значительным импульсом в C -системе полной системы.

*****) Детально этот случай исследован Льюисом¹.

3.3. Комментарии к теории тормозного излучения

3.3.1. Квантовая мезодинамика, которая более или менее удачно описывает явления в области очень низких энергий, при сверхвысоких энергиях оказывается непригодной. Но сведения, полученные из анализа явлений низких энергий, могут быть полезными при критическом рассмотрении теории тормозного излучения. Мы знаем, что в области низких энергий π -мезон взаимодействует с нуклонами главным образом через p -волну. Однако это не оправдывает выбор псевдовекторного взаимодействия, поскольку в определенном приближении существует теорема эквивалентности псевдоскалярной и псевдовекторной связи⁸⁰. Поэтому вопрос о том, правильно ли будет для множественного рождения принять связь pg , еще остается открытым.

С другой стороны, некоторые теоретики могли бы предпочесть псевдоскалярный тип взаимодействия без производных, поскольку он перенормируем. С их точки зрения, использование в теории тормозного излучения связи с производной следует рассматривать как приближение, пригодное в тех случаях, в которых эта теория оказывается пригодной*). Однако следует заметить, что мнения физиков-теоретиков относительно перенормируемости или вообще пригодности квантовой мезодинамики в настоящее время сильно расходятся**).

В области низких энергий статическое приближение квантовой мезодинамики оказалось плодотворным. Уже при средних энергиях эффект отдачи становится заметным, так что в области высоких энергий им пренебрегать нельзя; предположение, что при этом между процессами испускания нет интерференции, не выполняется в большинстве случаев.

3.3.2. Как видно из процесса аннигиляции частиц и античастиц коротковолновая часть взаимодействия нуклон—нуклон, если выделяется относительно большая энергия, может иметь существенно иную природу, чем длинноволновая часть. Необходимо учитывать***) также роль K -мезонов и более тяжелых частиц.

3.3.3. Эти рассуждения показывают, что теория тормозного излучения может оказаться применимой в узкой области очень далеких столкновений, для которых обмен импульсами между нуклонами очень мал. При этом коэффициент неупругости η следует считать очень малым и импульс каждого испущенного мезона должен быть мал по сравнению с импульсом нуклона. В этом смысле эта теория могла бы рассматриваться как дополнение к другим теориям, трактующим существенно неупругие ядерные столкновения.

3.3.4. Мы воздержимся от детального сравнения с экспериментами****) предсказаний теории тормозного излучения потому, что при этом нужно

*) Иными словами, они предполагают, что в случае, когда теория тормозного излучения справедлива, эффективный матричный элемент псевдоскалярного взаимодействия может быть заменен матричным элементом связи, содержащей производную.

**) Некоторые физики, например, придерживаются мнения, что квантовая мезодинамика вообще не имеет смысла. Другие занимают не столь крайнюю позицию и полагают, что при низкой энергии для нее существует определенная область применимости, несмотря на то, что не существует даже приближенно замкнутой теории и поэтому одна перенормируемость взаимодействия мезон-нуклон не может служить сколько-нибудь серьезным критерием при определении типа взаимодействия и т. п.

***) Такая возможность обсуждалась Ху⁸¹ (ср. III, § 2).

****) Фукуда проанализировал некоторые типичные примеры и показал, что теория Л.О.В. согласуется с этими данными⁶⁰.

было бы быть исключительно осторожными и отбирать, например, только ядерные столкновения с очень малой неупругостью; но для этого у нас не достаточно экспериментальных данных. Множественность, предсказанная теорией тормозного излучения, оказывается завышенной. Но мы не можем здесь говорить о противоречии с экспериментом, поскольку разброс экспериментальных данных очень велик.

§ 4. Статистическая теория Ферми—Ландау^{54, 61-66}

4.1. Общая точка зрения

4.1.1. Основными предположениями, на которых основывается статистическая теория Ферми, видоизмененная затем Ландау, являются: сильная связь мезон—нуклон и большое время соударения по сравнению с тем временем, которое следует из средней частоты испущенных мезонов. Рассмотрим два сталкивающихся очень быстрых нуклона. В момент столкновения их энергия перейдет мезонному полю*), окружающему нуклоны. Можно сказать, что система, состоящая из мезонов и нуклонов, находится в очень возбужденном состоянии. Это можно назвать первой стадией процесса. Согласно основному предположению виртуально испущенные мезоны могут взаимодействовать с нуклонным полем или другими мезонами, прежде чем они разлетятся. В результате фазовые соотношения между мезонами настолько запутываются, что более разумно считать, что в последней стадии фазовые соотношения случайны. Здесь имеется отличие от гейзенберговской трактовки. Таким образом, мы можем мезоны и нуклоны трактовать статистически.

4.1.2. За эффективный объем системы, в котором осуществляется взаимодействие, Ферми принял сферу, сжатую в меру лоренцовского фактора соударяющихся частиц γ . Объем исходной сферы рассматривается как некоторый подбираемый параметр, порядок величины которого принимается равным $\left(\frac{1}{\mu}\right)^3$. Далее Ферми предполагает, что статистическое равновесие сохраняется в целом и что мезоны испускаются из определенного выше объема взаимодействия. Это—важное предположение, и по вопросу о его правдоподобности или справедливости было проведено много дискуссий. Мы могли бы либо принять это предположение, либо от него отказаться, если бы мы могли построить более строгую теорию. Однако в настоящее время мы вынуждены просто постулировать его.

Для выбранной Ферми величины объема взаимодействия нет никакого обоснования. В его теории величина этого объема связывается с условиями осуществления статистического равновесия. Но и здесь мы снова вынуждены ограничиться только постулатом.

4.1.3. Ландау полагает, что в первой стадии число частиц не может быть точно определенной величиной, поскольку в этой стадии рожденные частицы благодаря сильному взаимодействию между полями будут немедленно аннигилировать и вновь возникать и вновь поглощаться и т. д. Система должна расширяться, и, когда средний пробег сделается, сравним с линейными размерами расширившейся системы, частицы в конце концов разлетятся. Это можно назвать второй стадией. Этот процесс расширения можно считать основной особенностью теории.

4.1.4. Ландау предположил, что закономерности, управляющие процессом расширения, сходны с уравнениями движения гидродинамики. Это значит, что придается особое значение нелинейности уравнений поля и

*) Здесь под словом «мезон» следует понимать символически все типы частиц, рождающихся в процессе столкновения.

пренебрегается квантовомеханическими флуктуациями. Теории Гейзенберга и Ландау обладают некоторым сходством в основных идеях, особенно в том, что в обеих теориях поведение нуклонно-мезонной системы рассматривается гидродинамически.

Однако результаты обеих теорий совершенно различны, по-видимому, вследствие различного характера взаимодействий в процессе расширения: с одной стороны, изэнтропическое движение жидкости у Ландау, с другой — «несохранение энтропии жидкости» у Гейзенберга. К этому мы еще вернемся в II, § 4.2.

4.2. Формулировки и результаты

4.2.1. Так как Ферми предполагает общее статистическое равновесие всей системы, то относительная вероятность осуществления состояния, в котором рождается определенное число частиц с заданным энергетическим распределением, может быть определена из его статистического веса. При рассмотрении столкновения частиц сверхвысокой энергии мы можем ввести параметр T , соответствующий температуре возбужденного состояния системы. В состоянии равновесия энергия на единицу объема пропорциональна четвертой степени температуры, $\frac{E}{\Omega} \sim T^4$, а средняя

энергия одной частицы пропорциональна температуре. Здесь $E = \frac{W}{2}$, где W — полная энергия системы, и Ω — объем взаимодействия. Таким образом, наиболее вероятное число рожденных частиц будет $N \sim \frac{E}{T} \sim \Omega T^3 \sim E^{3/4} \Omega^{1/4}$. Положив величину Ω равной $\Omega = \left(\frac{M}{E}\right) \Omega_0^*$, мы получим зависимость между энергией и множественностью $N \sim E^{1/2}$.

4.2.2. К предыдущему рассуждению следует добавить, что при равновесии мы принимаем за состояния обычные состояния свободной частицы, нормированные в большом объеме V , а не состояния частиц, заключенных в лоренцовски сжатой сфере взаимодействия. На языке квантовой механики это равносильно тому, что мы положили квадрат матричного элемента равным $\left(\frac{\Omega}{V}\right)^{N^{**}}$. Этот пункт часто понимали неправильно, и он послужил предметом ряда дискуссий. Мы могли бы, конечно, принять за равновесные состояния частиц, заключенных в объеме Ω^{***}). Однако подобная гипотеза отличалась бы от первоначальной формулировки Ферми. В конечном счете мы наблюдаем свободные мезоны, поэтому

*) См. II, § 4.2.1.

**) Как было упомянуто в II, вероятность рождения N частиц дается выражением $|\mathfrak{M}|^2 q$. Здесь мы полагаем

$$|\mathfrak{M}|^2 = \left(\frac{\Omega}{V}\right)^N, \quad q = g \cdot V^N \prod_i^N \sum_{p_i} \delta\left(\sum p_i, 0\right) \delta\left(\sum \varepsilon_i - W\right),$$

где коэффициент g связан с другими степенями свободы. Таким образом, предположение о статистическом равновесии означает, что $|\mathfrak{M}|^2$ считается равным вероятности того, что все свободные частицы содержатся одновременно в малой эффективной области Ω .

***)) Это соответствовало бы тому, что мы положили бы $|\mathfrak{M}|^2 = 1$, $q = g \cdot \Omega^N \prod_i^N \sum_{p'_i} \delta\left(\sum p'_i, 0\right) \delta\left(\sum \varepsilon_i - W\right)$. Заметим, что возможные состояния p'_i внутри Ω совершенно отличны от состояний предыдущей трактовки. Например, в последнем случае нулевая энергия оказывается очень высокой и граничными эффектами нельзя пренебречь^{82, 83}.

состояния мезонов внутри Ω должны были бы быть переразложены по состояниям свободных мезонов, и тогда результат значительно отличался бы от результатов Ферми, например в отношении углового распределения испущенных мезонов. Только более глубокое обсуждение может решить, какая из этих точек зрения больше соответствует действительному положению вещей*).

4.2.3. Если энергии очень велики, то в результате установления термодинамического равновесия энергетическое распределение испущенных мезонов будет описываться формулой Планка и угловое распределение будет изотропным, если только не накладывать дополнительного условия сохранения углового момента.

4.2.4. В первоначальном варианте теории Ферми трудно определить понятие «неупругости», поскольку во всем этом процессе первичная частица не сохраняет свою индивидуальность. По существу, при такой трактовке неупругость всегда равна единице. Но мы могли бы видоизменить теорию, предположив, что в процессе столкновения на создание частиц**) тратится только часть полной энергии ηW . Величину η , введенную таким образом, можно назвать неупругостью, хотя из самой теории мы не можем оценить ее значение.

4.2.5. С другой стороны, в представлении Ландау частицы, рожденные в малом объеме Ω , будут продолжать взаимодействовать друг с другом и система будет расширяться неравномерно в вакуум; следовательно, для этой стадии процесса Ландау предполагает не общее равновесие всей системы, а локальное, для каждого элемента в отдельности. При этом вводится понятие местной температуры в местной системе покоя***). По мере развития процесса расширения каждый элемент системы постепенно охлаждается до тех пор, пока местная температура не достигнет определенного критического значения T_h , имеющего, по предположению, порядок μ , при котором частицы свободно разлетаются. Число частиц, испущенных такой местной системой, будет пропорционально местной энтропии $N_\alpha \sim S_\alpha$, α — индекс, обозначающий данную местную систему. Энергия, уносимая ими, определяется местной энергией****). Все эти величины могут быть получены из законов движения, управляющих расширением системы.

4.2.6. Уравнения движения релятивистской гидродинамики, описывающие такое поведение системы, могут быть выведены из закона сохранения энергии и импульса $\frac{\partial T^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = 0$. Здесь $T^{\mu\nu}$ — тензор энергии и импульса системы и для идеальной жидкости*****) может быть написан

*) Сильным доводом против второй точки зрения является то, что концентрация частицы абсолютно неприменима к стадии, в которой мезоны находятся в малом объеме.

**) Здесь мы оставляем открытым вопрос о механизме, с помощью которого достигается статистическое равновесие при таком частичном расходе энергии. В связи с этим см. критику в работах^{59,60}.

***) Мы определяем местную скорость $u^\mu = u^\mu(x, t)$ для каждого малого элемента и в его собственной системе отсчета ($u^1 = u^2 = u^3 = 0$) допускаем существование статистического равновесия в малой области, вводя местную температуру $T = T(x, t)$ и местную плотность энтропии $S = S(x, t) = S(T)$ и т. п.

Конечно, это предположение о локальном равновесии потребует участия в процессе еще большего числа частиц, чем в случае равновесия всей системы.

****) Местная энергия в конечный момент расширения определяется значениями $u^\mu(x, t)$ и $T = T_h$.

*****) У нас нет никаких оправданий a priori для принятия уравнения состояния идеальной жидкости. В самом деле, когда мы имеем по классификации Гейзенберга взаимодействие мезон — нуклон второго рода (ср. II, § 2), поведение нашей системы будет, вероятно, ближе к поведению не идеальной «жидкости» (ср. III, § 1).

в следующем виде:

$$T^{\mu\nu} = pg^{\mu\nu} + (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu,$$

где u^μ означает четырехскорость, $g^{\mu\nu}$ — метрический тензор, ε и p — соответственно плотность энергии и давление.

Необходимо далее принять определенное уравнение состояния для жидкости, и мы полагаем $p = \frac{\varepsilon}{3}$ *).

Решая уравнение движения при соответствующих начальных условиях **), мы получаем пространственно-временное распределение скорости $u(x, t)$ и плотности энергии $\varepsilon(x, t)$. Отсюда можно найти поток энергии и энтропии в процессе расширения ***).

4.2.7. Плотность числа частиц и плотность энтропии — обе являются функциями T , но их отношение мало зависит от T , и его можно приближенно считать постоянным ****). Таким образом, полное число испущенных частиц будет

$$N = \sum N_\alpha = \sum S_\alpha.$$

Поскольку Ландау принимает уравнение движения идеальной жидкости и пренебрегает вязкостью и другими аналогичными эффектами, то расширение будет происходить изэнтропически *****). Поэтому в течение всей второй стадии величина полной энтропии сохранится и может быть отождествлена со своим начальным значением.

Далее, начальные условия определяются состоянием системы как раз в конце первой стадии процесса. В качестве него Ландау принимает равномерное распределение энергии по объему Ω , который, как и по теории Ферми, представляет собой лоренцовски сжатую сферу радиуса $\frac{1}{\mu}$. Тогда полная энтропия будет $S = s\Omega \sim \varepsilon^{3/4}\Omega = E^{3/4}\Omega^{1/4}$. Мы видим, что полная энтропия и соответственно полное число испущенных мезонов и их зависимость от энергии таковы же, как в теории Ферми.

4.2.8. Проследим более детально поведение нашей «жидкости»⁶⁶. После столкновения систему можно рассматривать как диск (очень сильно сжатый вдоль направления столкновения), который расширяется почти одномерно под действием перепада давлений. Это одномерное расширение жидкости можно наглядно иллюстрировать следующим образом. Упростим задачу и рассмотрим лобовое столкновение двух сгустков жидкости, движущихся с одинаковой скоростью *****) (рис. 3, а). Направление столкновения примем за ось абсцисс, а за ось ординат возьмем переменную, характеризующую состояние, т. е. температуру, измеренную в местной системе

*) Это то же самое соотношение, которое мы имеем для излучения черного тела. Когда химический потенциал исчезает, оно приводит к выражениям $\varepsilon \sim T^4$, $s \sim T^3$, которыми мы пользовались выше.

**) См. ниже.

***). Поскольку локальное равновесие сохраняется, достаточно знать одну термодинамическую величину: зная ε , мы можем вычислить s и T . Поток энергии и поток энтропии могут быть вычислены из ε , s и u .

****) Подробнее см. ⁶³.

*****) В пользу этого предположения можно сказать, что в крайней релятивистской области число Рейнольдса так велико, что можно с уверенностью пренебречь эффектом вязкости (образование ударной волны является в данном случае исключением, поскольку здесь характерный линейный размер определяется толщиной фронта ударной волны и число Рейнольдса мало). Хамагучи была сделана попытка учесть вязкость ⁸⁴.

*****) Предположение, что и до столкновения оба нуклона можно рассматривать как сгустки жидкости, мало приемлемо. Такое рассуждение имеет смысл только наводящих соображений, и его не следует принимать слишком буквально.

покоя элемента жидкости. В момент столкновения ударные волны начинают распространяться в обоих направлениях (3, б). Скорость ударной волны определяется из условия непрерывности для потока импульса и энергии через поверхность разрыва. В данном случае в соответствии с выбранным уравнением состояния она равна $1/3$.

Как только ударная волна пройдет через всю жидкость, начинается истечение вещества *) (рис. 3, в). Область истечения описывается решением

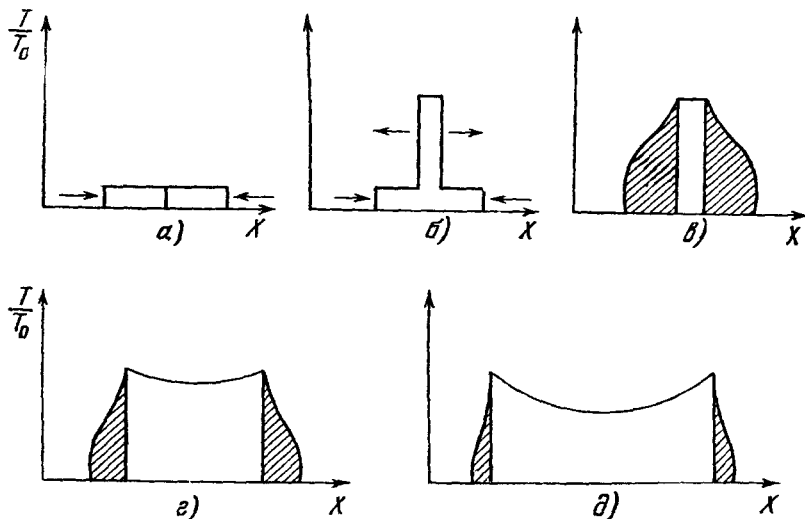


Рис. 3. Профиль столкновения нуклон — нуклон по гидродинамической теории Ландау (заимствовано из работы Амаи и др.).

уравнения движения, соответствующим бегущей волне (на рис. 3 заштрихованная область). Затем две бегущие волны встречаются, и после этого возникает область нетривиального решения гидродинамических уравнений движения (рис. 3, в). Эта область расширяется, отжимая бегущие волны к фронтам волны (рис. 3, д).

4.2.9. Приближенное решение **) для одномерного движения показывает, что плотность энергии ε в момент времени t после соударения может быть выражена формулой

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \exp \left[-\frac{4}{3} (\eta + \tau - \sqrt{\tau\eta}) \right],$$

где $\tau = \ln \frac{t}{\Delta}$, $\eta = \ln \frac{(t-x)}{\Delta}$, Δ — исходная толщина диска.

Таким образом, энергия сконцентрирована в области вблизи волнового фронта. Энтропия сконцентрирована не столь сильно, хотя максимум ее плотности тоже расположен вблизи волнового фронта ***). Следовательно,

*) Таким образом, механизм первой стадии столкновения можно сводить к возникновению ударной волны в момент соударения и к ее прохождению через ядерное вещество. В конце этой стадии Ω будет практически то же, что и у Ферми. Это, конечно, является только доводом в пользу правдоподобности такой величины Ω . Во всяком случае возражения против той или иной трактовки первой стадии имеют второстепенное значение, поскольку существенные черты теории Ландау определяются рассмотрением второй стадии.

**) Точное решение уравнения движения в одном измерении было получено Халатниковым ⁶².

***) В первоначальной работе Ландау ⁶¹ результаты были выражены через η и τ . Если выразить их через x и t , то максимум плотности энтропии также получается недалеко от фронта волны.

небольшое число частиц вылетает с большой энергией. Отметим также некоторые особенности бегущей волны⁶⁴.

Число частиц, содержащихся в области бегущей волны в случае столкновения двух нуклонов, почти равно половине и не зависит от энергии. Энергия, уносимая этими частицами, зависит от начальной энергии. Ее отношение к полной наличной энергии при ядерных взаимодействиях в области $10^3 \sim 10^8$ Бэв весьма значительно и медленно убывает с ростом энергии.

4.2.10. Мы не можем получить угловую ширину разлета жидкости, если ограничимся одномерным движением *). Одномерная трактовка будет действительна только внутри такой пространственно-временной области, в которой путь, проходимый элементом жидкости, остается гораздо меньше радиуса начального диска. Когда это условие нарушается, движение жидкой среды может быть описано как конический разлет, определяемый из анализа других компонент уравнений непрерывности, $\frac{\partial T^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = 0$.

В дополнение к этому коническому разлету элемент жидкости обладает также поперечными компонентами импульса, обусловленными тепловым движением. Это тепловое движение вместе с коническим разлетом обуславливает поперечное движение частиц **).

Полученное таким образом угловое распределение частиц обладает резким максимумом в направлении вперед. Этот результат отличен от того, что дает теория Ферми. В области малых углов угловое распределение, обусловленное коническим движением, может быть представлено формулой ***)

$$\frac{dN}{d\theta} \sim \frac{1}{\sin \theta}.$$

4.2.11. Коэффициент неупругости здесь нужно считать равным единице так же, как в теории Ферми. Мы и здесь можем видоизменить теорию, чтобы в нее входил коэффициент неупругости, таким же путем, как это было сделано в случае теории Ферми. Но здесь, с другой стороны, возможно определить «эффективную неупругость, приняв во внимание особенности поведения бегущей волны, упомянутые в II, § 4.2.9. Уносимую этой волной долю энергии можно интерпретировать как эффективную упругость, поскольку заключенные в ней частицы нельзя отличить от первичной частицы ****).

4.3. Сравнение с экспериментами

4.3.1. В теории Ферми поперечный импульс определяется температурой системы $p_\perp \sim T$. p_\perp быстро увеличивается с начальной энергией $p_\perp \sim E^{\frac{1}{2}}$. Этот факт, так же как и абсолютная величина p_\perp , резко противоречит опытным данным, и это вынудило бы нас сильно изменить теорию

*) Если только не учтем тепловое движение, см. ниже.

**) Согласно анализу Розенталя достаточно учесть только тепловое движение, чтобы получить согласие с экспериментом⁶⁵. См. ниже.

***). Выражение для конического разлета, данное Ландау, имеет только качественный характер. Поэтому количественное сравнение этого выражения с экспериментами не будет иметь серьезного значения.

****) Этими особыми частицами могут быть нуклоны или мезоны. Однако, когда одна из них оказывается нейтральным π -мезоном, то она создает большой электромагнитный каскад и введенная выше эффективная неупругость не имеет смысла. В связи с этим Изо и Намики⁶⁵ предложили «двухжидкостную» модель, в которой «нуклонная жидкость» имеет тенденцию обгонять «мезонную жидкость».

Ферми, даже если бы мы предпочли ограничиться чисто статистическим подходом *).

В теории Ландау, наоборот, p_{\perp} по существу определяется критической температурой T_k , если эффектом конического движения можно пренебречь.

Поскольку Ландау полагает $T \sim \mu$, мы находим $p_{\perp} \sim \mu$. Это, по-видимому, находится в хорошем согласии с современными экспериментальными данными для π -мезонов⁶⁵. Большие значения p_{\perp} для частиц, отличных от π -мезонов, на которые указывают опыты Бристольской группы**), находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории Ландау⁶⁶, и в случае, если этот экспериментальный результат подтвердится, его можно будет считать подтверждением этой теории.

4.3.2. Состав вторичных частиц определяется статистическими соотношениями. Поскольку температура системы в случае теории Ферми для ядерных взаимодействий в области высоких энергий гораздо выше энергии покоя тяжелых мезонов, тяжелые мезоны должны были бы рождаться в количестве, сравнимом с количеством π -мезонов. Эту трудность можно устранить, если считать, что имеет место слабая связь ***) тяжелых мезонов с нуклонами. Но и при этом невозможно избежать образования пар нуклон—антинуклон ****). Теория Ферми предсказывает рождение очень большого числа нуклонных пар при ядерных взаимодействиях очень высокой энергии, тогда как в струях вообще частицы, отличные от π -мезонов, наблюдаются довольно редко.

В случае Ландау существенную роль играет T_k . В самом деле, состав вторичных частиц отражает тепловое равновесие как раз перед началом свободного разлета, и, поскольку $T_k \sim \mu$, роль более тяжелых частиц подавлена. Хотя в наших экспериментальных данных о составе вторичных частиц еще имеется некоторая неуверенность, эти результаты теории Ландау как будто согласуются с экспериментом⁶⁶.

4.3.3. Вытекающее из теории Ландау резкое анизотропное угловое распределение вторичных π -мезонов, по-видимому, качественно согласуется с экспериментальными данными *****). Теория Ландау дает угловое распределение скорее для потока энергии, чем для частиц. Поэтому было бы более разумно сравнивать эти результаты с данными для атмосферного ливня, чем с данными, полученными с помощью фотоэмульсии.

4.3.4. Что касается множественности и неупругости, мы не можем прийти к какому-нибудь определенному заключению, сравнивая экспериментальные данные с теоретическими, поскольку экспериментальные данные обнаруживают, как мы часто упоминали, большие колебания. Однако мы не поступим чрезмерно необдуманно, если мы сделаем вывод, что зависимость множественности от энергии в статистической теории $N \sim E^{\frac{1}{2}}$ довольно хорошо согласуется с экспериментом.

*) Если учесть сохранение углового импульса, то T снизится, однако это несущественно улучшает положение.

**) См. I, § 1.4.1.

***). Опыты при более низкой энергии показывают, что K -мезоны не так сильно взаимодействуют с нуклонами.

*****) Если мы примем гипотезу «глобальной симметрии», мы должны ожидать также появления пар гиперон—антигиперон. Действительно, отношение статистических весов пар барионов к π -мезонам составляет 32 : 3.

*****) Ср. I, § 1.4.3. Выражение в II, § 4. 2. 10 очень грубое и относится только к коническому разлету. При сравнении предсказаний теории Ландау с экспериментами следует соблюдать осторожность и учитывать грубость приближений, использованных при вычислениях.

§ 5. Изобарная модель*)

5.1. Основная идея и главные результаты^{59, 67, 68}

5.1.1. Возможность существования метастабильного возбужденного состояния нуклона, «изобар», была первоначально предсказана теорией мезонов с сильной связью и позднее была подтверждена открытием гиперонов и резонансно-подобных максимумов взаимодействия π -мезон — нуклон (при низких энергиях). Для иллюстрации применения этой концепции к множественному рождению рассмотрим следующий простейший случай.

Когда сталкиваются друг с другом два нуклона, они теряют некоторую долю импульса **) и замедляются, так что каждый нуклон будет находиться в возбужденном состоянии, а его фиктивная масса M^* будет тяжелее массы нуклона ***). Изобарная модель предполагает, что эти виртуальные состояния метастабильны, так что возбужденные сгустки разлетятся и независимо распадутся на вторичные частицы ****).

5.1.2. Вторая стадия описанного выше механизма, распад индивидуальных изобар, может трактоваться, например, статистическим методом, хотя многие характерные черты модели не зависят от этого приближения *****).

Пользуясь статистическим методом, мы можем просто принять в Π -системе для каждого изобара в отдельности в качестве эффективного равновесного объема сферу с радиусом, равным $\frac{1}{\mu}$. Это приводит к отличному от модели Ферми соотношению между множественностью и энергией, даже в пределе полностью неупругого соударения (когда два изобара сталкиваются в Π -системе) *****) $N \sim E^{3/4} \sim (E^L)^{3/8}$.

Когда неупругость гораздо меньше единицы, множественность зависит не столько от энергии, сколько от неупругости, так как если эта последняя постоянна, то избыток начальной энергии расходуется на «поступательное» движение изобар, а не на «тепловую» энергию составляющих их частиц⁶⁸.

5.1.3. Естественным следствием такого движения сгустков в этой модели является угловое распределение с довольно резкими максимумами вперед и назад. Конечно, эта анизотропия становится менее заметной, когда неупругость приближается к единице. Если мы далее учтем сохранение углового момента, то получим, что возбужденные сгустки могут иногда иметь большой собственный угловой момент *****) (если можно так

*) Термин «изобарная модель» может иногда вызвать путаницу — так как другое обобщение статистической теории Ферми, при котором учитывается, что среди рождающихся вторичных частиц могут присутствовать метастабильные «изобары», также называют изобарной теорией. См. работу Беленького и др.

**) Если два нуклона ведут себя симметрично, то они обмениваются только импульсами в Π -системе. В более общем случае они обмениваются также энергиями.

***) M^* определяется как $(E^{*2} - p^{*2})^{1/2}$, где E^* и p^* являются энергией и импульсом сгустка в Π -системе. Поскольку E^* остается тем же самым, а p^* меньше, чем p до столкновения, то M^* больше, чем M .

****) Верхняя и нижняя границы продолжительности жизни «изобар» могут быть оценены из условия независимости их распада и из требования, чтобы точки возникновения звезд при наблюдении казались совпадающими. Это дает $10^{-16} > \tau > 10^{-21}$ сек⁶⁸.

*****) Чернавский применил теорию Ландау и другие теории к распаду возбужденных систем⁶⁷.

*****) Если мы примем, что вторичная частица всегда имеет фиксированную энергию в системе центра инерции сгустка, то в пределе для полностью неупругого соударения это дает $N \sim E \sim (E^L)^{1/2}$, как в теории Гейзенберга.

*****) Он должен быть приближенно равен разности «орбитальных» угловых моментов до и после столкновения.

выразиться, большой спин изобары). Тогда продукты распада могут иметь тенденцию к компланарности, и мы можем иногда ожидать появления азимутальной асимметрии в угловом распределении вторичных частиц^{68, 13*)}.

5.2. Сравнение с экспериментом и комментарий⁸⁸

5.2.1. Увеличение анизотропии с уменьшением множественности (с уменьшением неупругости) характерно для этой модели и качественно согласуется с экспериментами. Но оно накладывает слишком строгое ограничение на верхний предел множественности $N \leq \frac{\eta}{1-\eta} \frac{M}{\mu}$, где η много меньше единицы.

Чтобы провести более детальное обсуждение, мы должны определеннее выбрать механизм распада изобары. При статистической трактовке нам потребуется низкая температура (скажем, $\gtrsim 0,3 \text{ Бэв}$), если мы хотим получить распределение и состав вторичных частиц, согласующиеся с экспериментом. Это означает фиктивную массу $2 \sim 3 M$ и соответственно неупругость $\sim 0,6$ и множественность ~ 10 . Видоизменение механизма распада мало улучшит результат до тех пор, пока нуклон остается в центральной области изобары.

5.2.2. Вышеизложенные соображения приводят к выводу, что либо эта модель должна быть дополнена механизмом, обеспечивающим генерацию медленных частиц, либо ее следует видоизменить так, чтобы быстрый нуклон отделялся от более медленных мезонов**), либо же, наконец, модель должна применяться только к особому классу соударений.

5.2.3. Эта модель приводит к возможности существования на вид аномального ядерного взаимодействия в том случае, когда происходит столкновение мезон—нуклон¹³. Оно дало бы асимметричное возбуждение только одного изобара, который затем распадается в собственной C -системе. Тогда обычный анализ по половинному углу испускания частиц***) приведет к тому, что мы ошибочно отождествим скорость изобара в L -системе со скоростью полной C -системы в L -системе. Это приведет к оценке неупругости, равной единице, а иногда и больше единицы, в то время как в действительности она гораздо меньше единицы.

III. НОВЕЙШИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В этой части, посвященной новейшим работам, рассматриваются следующие вопросы:

1. Попытки выяснить основания некоторых теорий и понять внутренние связи между ними.

) Более строго говоря, мы можем найти азимутальную асимметрию, только если промежуточное изобарное состояние ведет себя как физически самостоятельная система и определяет направление испускания \mathbf{p}^ , отличное от направления первичных частиц \mathbf{p} . (Это значит, что падающая плоская волна, в которой нет преимущественного направления относительно оси \mathbf{p} , разлагается на парциальные волны, соответствующие различным \mathbf{p}^* , и, вследствие сложного взаимодействия с внешними полями, фазовые соотношения между этими подсостояниями практически исчезают). Тогда $\mathbf{p} \times \mathbf{p}^*$ определяет плоскость, в которой, можно ожидать, сконцентрированы частицы после распада (мы можем себе представить, что вторичные частицы испускаются вращающимся шаром).

Поэтому, если бы мы обнаружили в индивидуальных струях азимутальную асимметрию, которую нельзя объяснить статистическими флуктуациями, то это сделало бы довольно правдоподобной гипотезу о промежуточных сгустках (изобары, шаровая молния, III, § 2.2), хотя обратное не обязательно верно¹³.

**) Такая модель была недавно предложена. Ср. III, § 2.2.

***) Ср. I, § 1.3.

2. Новые модели, основанные на последних экспериментальных данных.

3. Общий пересмотр моделей и теоретических предсказаний.

4. Значение изучения множественного рождения для теории элементарных частиц.

§ 1. Обоснования различных теорий и их взаимосвязь

1.1. Введение

Во второй части были описаны в общих чертах несколько существующих гипотез, однако взаимные связи между ними не были выяснены. В самом деле, эти теории были сформулированы каждая на своем собственном языке и почти независимо одна от другой. Можно думать, что они рассматривают различные аспекты данной проблемы, и можно ожидать, что когда-нибудь мы получим более строгую теорию, из которой в соответствующем приближении могут быть выведены все существующие сейчас теории или некоторые из них. Анализ их основ и взаимных связей может явиться первым шагом к созданию единой точки зрения.

1.2. Связь между теорией Л. О. В. и теорией Ферми

Теория тормозного излучения (II, § 3) и статистическая теория Ферми (II, § 4) не только основываются на совершенно различных точках зрения, но на первый взгляд кажутся и выраженными совершенно по-разному: теория Ферми, особенно в ее термодинамической трактовке, описывается соотношениями, совершенно несвойственными существующим теориям поля.

Различные авторы делали попытки^{60, 89, 90} переформулировать статистическую теорию и показать некоторое ее соответствие с теорией тормозного излучения. Произведя в ней некоторую формальную замену $\int^2 \frac{1}{e} dp \rightarrow \frac{M}{E} dp$, можно получить формулу статистической теории. Другими словами, можно сказать, что лоренцовский фактор в теории Л.О.В. обусловлен отдельным рождающимся мезоном, тогда как в теории Ферми он связан с падающим нуклоном.

Конечно, это только формальное соответствие, и остается без ответа вопрос: при каких условиях такой переход допустим, когда статистическая трактовка Ферми законна? Если учесть существование взаимодействия мезон—мезон, то можно ожидать, что указанная выше замена более или менее оправдана.

1.3. Обоснование гидродинамического рассмотрения

Что касается теории Ландау, то здесь ситуация более сложная. Эта теория чрезвычайно остроумна и производит такое впечатление, как будто она не имеет никакой связи с обычной теорией элементарных частиц *). Однако в рамках статистической механики гидродинамическое описание системы из многих частиц отнюдь не является новым.

Намики и Изо определяют гидродинамические величины через операторы поля, пользуясь процессом усреднения, принятым в квантовой статистической механике. Они показывают, что уравнение состояния, приня-

*) Некоторые авторы пытались вывести основные результаты Ландау, не прибегая к гидродинамическому описанию^{89, 90}.

тое Ландау, справедливо, когда взаимодействие между мезоном и нуклоном является взаимодействием первого рода, тогда как при взаимодействиях второго рода оно не имеет места. К тому же заключению пришли Эзава, Томазава и Умезава⁹².

Далее Намики и Изо дают формулы для вычисления величин, характеризующих такие свойства системы, которые сближают ее с жидкостью, например для времени релаксации системы, необходимого для достижения локального равновесия. Ими рассматриваются также методы оценки обусловленных флуктуациями отклонений от макроскопических значений различных величин.

Хотя в этой работе имеется некоторая неоднозначность в определении гидродинамических величин, она является промежуточной между обычным формализмом теории поля и теорией Ландау. Было бы желательно выяснить обоснованность теории Ландау и границы ее применимости, но эти вопросы выходят за рамки их первой статьи.

1.4. Анализ процесса расширения

Такахашаи и Умезава⁹³ по аналогии с процессом расширения Ландау сформулировали подобное же изменение состояния, пользуясь при этом преобразованием масштаба; для углового распределения вторичных частиц они получили приблизительно те же результаты, что и Ландау. Физическое содержание их формализма не очень ясно, но созданную ими картину явления можно представить следующим образом: на первой стадии π -мезоны находятся в пределах диска и в этом малом объеме ведут себя, как свободные частицы. Проквантованные по отношению к большому объему, они вследствие воздействия ограничивающих стенок уже не являются свободными. Затем ограничивающие стенки мгновенно удаляются, π -мезоны вылетают наружу и ведут себя аналогично жидкости Ландау.

Насколько такая трактовка соответствует основной идее Ландау, по нашему мнению, — вопрос открытый *). Роль взаимодействия π -мезон — π -мезон, подчеркиваемая в теории Ландау, в этой трактовке не проявляется.

§ 2. Новые модели

2.1. Введение

С точки зрения анализа экспериментальных данных предсказания теорий и моделей, описанных в II, не очень сильно отличаются друг от друга. Большинство из них можно так видоизменить и так подобрать входящие в них параметры, что можно достичь качественного согласия с некоторыми экспериментальными данными. Иными словами, пока еще не установлен тот полный набор параметров, характеризующих явление, который можно было бы непосредственно сравнивать с теорией.

До сих пор мы пользовались теоретическими предсказаниями, касающимися, например, множественности, углового распределения вторичных частиц и т. д. Большинство из этих величин обнаруживает, однако, квантовую природу и может колебаться от случая к случаю. Если бы мы располагали достаточным количеством подробных данных о квантовых флуктуациях, то по измерениям этих величин мы могли бы судить, справедлива или несправедлива данная теория. Но по крайней мере в настоящее время это еще пока невозможно.

*) Для одного случая их вычисления по теории возмущений, по-видимому, соответствуют не внезапному, но адиабатическому устранению ограничивающих стенок.

Таким образом, желательно найти некоторые подходящие комбинации величин, которые вели бы себя, так сказать, «классически»*).

Новые модели, если они окажутся удачными, помогут нам найти такие величины с классическим или устойчивым поведением.

2.2. Модель шаровой молнии («Fire-ball model»)

2.2.1. Ниу⁹⁴, Польская группа⁹⁵ и Коккони⁹⁶ проанализировали ряд недавно полученных струй и пришли к модели, несколько напоминающей изобарную (II, § 5). Изучая угловое распределение вторичных частиц в Π -системе, эти авторы обнаружили, что его можно расчленить на две группы, каждая из которых может быть связана со своей лоренцевской системой отсчета. Эти две лоренцовские системы движутся в противоположных направлениях относительно Π -системы, причем каждая из них относительно Π -системы характеризуется одним и тем же фактором γ_b . Каждая группа более или менее изотропна в своей лоренцевской системе отсчета.

2.2.2. Исходя из этого факта, они предложили модель, которую можно назвать «моделью шаровой молнии». По их представлению, при столкновении нуклон—нуклон образуются две «шаровые молнии», движущиеся независимо и через короткий промежуток времени распадающиеся на большое число мезонов. Испускание мезонов происходит в системе покоя каждой шаровой молнии почти изотропно. Ради простоты Коккони считает, что энергия испущенных π -мезонов в системе покоя шаровой молнии не зависит от γ_b и равна 1 Бэв. Благодаря этому достигается приблизительное постоянство среднего поперечного импульса $p_{\perp} \sim 0,5$ Бэв.

2.2.3. Для того чтобы эту гипотезу можно было считать удачной, нужно еще выяснить, что она дает для других характеристик, например для энергетического распределения вторичных частиц. Поэтому пригодность или область применимости этой модели еще не ясна**). Во всяком случае, подобный подход, именно установление соотношений между различными наблюдаемыми величинами, вообще говоря, весьма желателен. Характерные черты процесса соударения при высоких энергиях еще далеко не полностью систематизированы.

2.3. Модель сердцевин (core), окруженной облаком

2.3.1. По мере развития ускорительной техники наши сведения об элементарных реакциях при высоких энергиях сильно расширились. Так, например, мы знаем, какова природа взаимодействия нуклон—нуклон и π -мезон—нуклон в области нескольких Бэв. Мы знаем, что существует антинуклон, и знаем, каково его взаимодействие с нуклонами. Электромагнитная структура нуклона также изучена.

Все эти экспериментальные факты, по-видимому, указывают, что свойства «внутренней части» (высокочастотные компоненты) физического нуклона существенно отличаются от их свойств во внешней области (низкочастотные компоненты). Эти последние можно описать с помощью p -волны пионной оболочки. С другой стороны, взаимодействие во внутренней области может быть обусловлено полем K -мезонов, s -волной π -мезона, парами барион—антибарион и т. д.

*) Этот пункт будет подробно рассмотрен в III, § 3.

**) В этой модели, так же как и в изобарной, предполагается промежуточное метастабильное состояние (II, § 5); поэтому наши предыдущие замечания относительно изобарной модели прямо применимы и здесь, и мы можем ожидать, что азимутальная асимметрия вторичных частиц и (или) кажущаяся аномалия неупругости при столкновении мезон—нуклон могут иногда иметь место¹³.

Некоторые авторы считают, что основные черты этой модели могут быть получены и в гидродинамической теории⁹⁷.

Во всяком случае, представляется целесообразным разделить в первом приближении область взаимодействия нуклон—нуклон или π -мезон—нуклон на две части; во внешней области механизм взаимодействия можно просто вывести из явлений при низкой энергии в системе π -мезон—нуклон; во внутренней части, названной символически «сердцевиной», механизм взаимодействия совершенно неизвестен. Концепция сердцевин, как области сильного взаимодействия, была использована несколькими авторами при анализе столкновений с энергией порядка $B\bar{e}v$ и для реакции антинуклон—нуклон. Принятые при этом пространственные размеры сердцевин не несовместимы со значением, полученным из электромагнитных взаимодействий нуклона.

2.3.2. Концепция сердцевин или концепция структуры нуклона может быть применена и к взаимодействиям при сверхвысоких энергиях *), хотя здесь экспериментальные данные в этом отношении нельзя считать определенными. Эту мысль развивает, например, Блохинцев ⁹¹, который рассматривает процесс столкновения при высокой энергии, основываясь на экспериментальных данных в области энергий порядка $B\bar{e}v$. Он принимает радиус сердцевин a приближенно равным удвоенной комптоновской длине волны нуклона и для столкновения сердцевина—сердцевина получает сечение $4\pi a^2$. Для внешнего облака он применяет метод Вейцекера—Вильямса и при сверхвысоких энергиях **) приближенно получает вывод о постоянстве потерь энергии (30—40%).

2.3.3. Ху ⁸¹ также при анализе множественного рождения разделяет область взаимодействия на две части. Он рассматривает протяженный источник π -мезонного поля, причем радиус его считает подбираемым параметром и полагает равным 0,3 комптоновской длины волны π -мезона. Далее задача решается методом, подобным методу Л.О.В. Именно считается, что π -мезонное поле вне сердцевин будет сброшено во время столкновения, причем обмен импульсами и энергией между сталкивающимися нуклонами происходит главным образом через посредство внутреннего поля. Нуклоны затем снова породят π -мезонное облако, чтобы восстановить внешнюю часть поля, утраченную во время столкновения. Таким образом, по этой теории возбуждение сердцевин не играет никакой роли в испускании реальных π -мезонов ***). Для объяснения последних Бристольских данных Бом предложил модель, в общем сходную с этой ****).

§ 3. Пересмотр теорий и моделей, а также анализа экспериментов

3.1. Введение

3.1.1. Как мы видели, в настоящее время имеется много различных теорий и моделей. Были сделаны попытки сравнить их предсказания с экспериментальными данными и выяснить, какая из них может объяснить главные аспекты процессов при сверхвысоких энергиях. В настоящее время

*) Баба ⁹⁸ еще в 1953 г. рассматривал возможное влияние определенной структуры нуклона (пространственное распределение, собственная энергия нуклона, влияние поля тяжелых мезонов) на неупругость, множественность и т. д. при множественном образовании мезонов.

**) Это по существу уже обусловлено исходным предположением о постоянстве сечения π -мезон—нуклон в области высоких энергий.

***) Таким образом, здесь предполагается, что довольно большое число π -мезонов всегда присутствует в облаке вблизи сердцевин.

****) Он принимает сильное взаимодействие мезон—мезон и отсутствие прямого взаимодействия с сердцевинкой; таким способом он пробует объяснить существование двух типов соударений и большую величину свободного пробега очень быстрых нуклонов в ядерном веществе. Ср. изложение идеи Бома в § 10 работы ⁷.

в этом отношении еще нельзя сказать ничего определенного, за исключением тех случаев, когда ясно, что некоторые модели должны быть исключены или очень сильно видоизменены. Конечно, можно быть настолько оптимистом, чтобы продолжать придумывать новые теории и модели, с тем чтобы когда-нибудь, когда накопится достаточный экспериментальный материал, можно было выбрать определенную теорию или модель. Но может оказаться, что ни одна из них не будет иметь всеобщего значения.

3.1.2. Другой подход к решению этой проблемы, который можно назвать антитезисом предыдущего, был принят, например, в работе Уэда и Огита¹⁰⁰. Эти авторы ввели для характеристики элементарного процесса множественного рождения некоторые феноменологические параметры, соответствующие неупругости, множественности, энергетическому спектру и т. д. Пользуясь этими параметрами, они провели анализ данных по широким воздушным ливням и попытались сравнить результат расчета с экспериментами и выбрать, какая система или системы параметров дают самое лучшее согласие с опытом.

Такой метод в принципе свободен от всех каких-либо частных теорий моделей и имеет весьма общее значение при условии, если можно менять все параметры во всей области их значений. Однако практически он был бы слишком общим и имел бы слишком много степеней свободы, если не ограничить себя некоторым набором «моделей» или рабочих гипотез и некоторым кругом типов и конкретных значений параметров *).

3.1.3. Таким образом, представляется целесообразным заново пересмотреть обоснования теорий и моделей, а также анализ экспериментов с более общей точки зрения, чем до сих пор, и постараться установить ориентиры для дальнейших работ в этой области. Последующее изложение является предварительной попыткой в этом направлении.

3.2. «Классические» и «классифицирующие» переменные

3.2.1. Здесь мы будем иметь дело главным образом с анализом звезд в фотоэмульсиях.

Величины, характеризующие систему из двух частиц перед столкновением их в $Ц$ -системе, будут: полная энергия E , направление движения частиц и род обеих частиц (α, β). Поэтому до столкновения система может быть описана вектором состояния $\psi_{E, \alpha, \beta}$, соответствующим плоской волне, распространяющейся в данном направлении **). После столкновения система будет находиться в состоянии

$$S\psi_{E, \alpha, \beta} = \sum_{\xi} a_{E, \alpha, \beta}(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_j) \psi_{\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_j}, \quad (\text{III}, 1)$$

где каждое ξ представляет собой набор собственных значений квантовых чисел, характеризующих конечное состояние.

3.2.2. Квантовомеханическая трактовка проблемы в принципе, когда проблема полностью решена, дает все коэффициенты $a_{E, \alpha, \beta}(\xi)$, как функции от ξ и E, α, β ; но попытка практически довести до конца

*) В действительности эти авторы так и поступали: в их первой работе они пользовались монохроматическим энергетическим спектром, а во второй — спектром, подобным спектру Ландау.

**) Действительные экспериментальные условия могут быть приближенно описаны плоской волной, так как зерно серебра, в котором локализуется пучок, очень велико по сравнению с размерами нуклона мишени. В связи с этим следует соблюдать осторожность, когда говорят об угловых моментах или о параметрах удара. См. ниже.

такое вычисление была бы безнадежна, даже если бы мы и считали современную теорию поля справедливой. С другой стороны, для проверки всех теоретических результатов потребуется колоссальный экспериментальный материал, так как эти результаты относятся не только к средним значениям, но также к статистическому распределению всех величин, поддающихся измерениям.

То обстоятельство, что в процессе участвует большое число частиц, позволяет нам, однако, надеяться, что некоторые из ξ или подходящие комбинации их (включающие, возможно, также E, α, β), которые мы обозначим через $\xi_1, \xi_2 \dots \xi_k (k < j)$, будут вести себя «классически». Под классическими величинами мы понимаем следующее: если мы определим E, α и β , то коэффициенты $a_{E, \alpha, \beta}(\xi)$ будут иметь значения, отличные от нуля, вообще говоря, для разных наборов переменных ξ и в широкой области их значений. Но если они выражены через ξ и χ (χ обозначает остальные, не «классические» переменные), то $a_{E, \alpha, \beta}(\xi_1 \dots \xi_k, \chi_{k+1} \dots \chi_j)$ будут иметь один очень резкий максимум, соответствующий определенному ряду значений $\xi_1^0, \xi_2^0, \dots, \xi_k^0$, так что практически мы можем написать однозначные классические соотношения

$$\xi_1 = \xi_1^0(E, \alpha, \beta), \quad \xi_2 = \xi_2^0(E, \alpha, \beta), \quad (\text{III}, 2)$$

в то время как для остальных переменных χ квантовомеханическими флуктуациями нельзя пренебречь, и для заданных значений E, α, β возможны только статистические предсказания.

3.2.3. Большинство теорий множественного рождения дают только среднее поведение системы*), а модели обычно предполагают классическое поведение системы, вроде выражаемого формулами (III, 2). Таким образом, мы должны либо сравнивать выводы из этих теорий и моделей с большим числом случаев ядерных взаимодействий, либо принять, что главные переменные имеют классическую природу.

Эмпирически мы знаем по крайней мере одну полуклассическую переменную — средний поперечный импульс вторичных π -мезонов. Эта величина оказалась устойчивой от соударения к соударению и, кроме того, даже мало зависящей от E .

Была указана еще одна комбинация переменных, тоже ведущих себя классически. В результате анализа большого числа первичных струй, так же как и данных, полученных на ускорителе, Канеко и Оказаки¹⁹ нашли, что, хотя множественность заряженных вторичных частиц N и коэффициент неупругости η очень сильно флуктуируют

даже в определенной области энергий, отношение $\frac{N_{\pm}}{\eta}$ может быть приближенно выражено как однозначная функция полной энергии**).

3.2.4. Можно было бы надеяться, что поиски подходящих комбинаций переменных, которые можно будет рассматривать как классические функции от E, α и β , приведут к удовлетворительному описанию

*) Теории Л. О. В. и Ферми могут дать также флуктуации вокруг средних значений.

**) В приведенной выше терминологии $N, \eta \dots$ соответствуют ξ_1, ξ_2, \dots и $\frac{N}{\eta} = \frac{\xi_1}{\xi_2} = \xi_1$ является одной из классических переменных.

Классическое соотношение $\xi_1 = \xi_1^0(E)$, которое дают эти авторы, следующее:

$$\frac{N_{\pm}}{\eta} \begin{cases} \cong 3,5 (\gamma_c - 1) & \text{для } \gamma_c \leq 7, \\ \cong 9 (\gamma_c - 1)^{1/2} & \text{для } \gamma_c \geq 7, \end{cases}$$

где γ_c — фактор Лоренца Π -системы относительно \mathcal{L} -системы.

множественного рождения. Но мы склонны думать, что это не так. В самом деле, неупругость является важной характеристикой столкновения, но мы не знаем никаких убедительных доводов, которые гарантировали бы классическое ее поведение. Действительно, неупругость определяется энергией, уносимой одной частицей (падающей частицей), и обычный довод, что участие многих частиц означает справедливость классического приближения, здесь не действителен *).

3.2.5. Допустим, что классическое описание процесса невозможно до тех пор, пока мы определяем состояние величинами E , α и β . Тогда остается еще следующая возможность. Пусть мы выбрали одну из величин ξ (или функцию всех ξ , а также E , α , β) и обозначили ее через ω . Напишем (III, 1) в виде

$$S\psi_{E, \alpha, \beta} = \sum_{\omega} \sum_{\xi_1, \dots, \xi_{j-1}} a_{E, \alpha, \beta, \omega}(\xi_1, \dots, \xi_{j-1}) \psi_{\xi_1, \dots, \xi_{j-1}, \omega}^{E, \alpha, \beta} \quad (\text{III}, 3)$$

и предположим, что мы можем выделить ряд классических переменных ξ_1, \dots, ξ_k так, чтобы для заданных значений E , α , β и ω соотношения

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \xi_1^0(E, \alpha, \beta, \omega), \\ \xi_2 &= \xi_2^0(E, \alpha, \beta', \omega), \\ \xi_k &= \xi_k^0(E, \alpha, \beta, \omega) \end{aligned} \quad (\text{III}, 4)$$

были определены почти однозначно. Далее предположим, что этих переменных достаточно для описания всех существенных особенностей столкновения.

3.2.6. Когда возможно выбрать такие ω и ξ , то мы можем применить к процессу множественного рождения квазиклассическую теорию или модель, включающую один подбираемый параметр. Значение параметра меняется от случая к случаю, но раз он определен, все другие главные величины определены однозначно.

Примерами такой «однопараметрической» теории или модели является теория Гейзенберга с параметром удара, статистическая теория Ферми, учитывающая сохранение углового момента, изобарная модель с подбираемым значением неупругости и т. п.

Конечно, может случиться, что невозможно выбрать подобную систему значений ω и ξ , и тогда мы должны перейти к теории или модели с двумя параметрами, а это означает справедливость следующего соотношения для соответствующей пары величин ω_1 и ω_2 :

$$\xi_i = \xi_i^0(E, \alpha, \beta, \omega_1, \omega_2), \quad i = 1, \dots, k. \quad (\text{III}, 5)$$

Примером такой модели является описанная в предыдущем параграфе модель шаровой молнии (ω_1 —конечная скорость нуклона; ω_2 —конечная скорость шаровой молнии).

3.3. Параметр удара и время столкновения

3.3.1. Эзава²⁰ сделал попытку ввести «классифицирующую» переменную, не прибегая к какой-либо модели **). Он определяет величину

$$b = \frac{\sqrt{N \cdot m}}{E}, \quad (\text{III}, 6)$$

*) Здесь мы предполагаем, что столкновение происходит как элементарный акт, не как последовательность ядерных взаимодействий.

**) Конечно, полученные здесь результаты могут привести к новой модели.

где m — параметр анизотропии, определяемый из I, § 1.6, и находит, что множественность и другие величины флуктуируют несколько меньше, если они представлены как функция b .

Величина b в классическом пределе имеет физический смысл параметра удара, хотя, по нашему мнению, это не следует понимать слишком буквально.

3.3.2. Попытка ввести в качестве «классифицирующей» переменной понятие «времени столкновения» была сделана одним из авторов (Ж.К.)¹⁰¹. Он исходил из того экспериментального факта, что неупругость столкновения колеблется в широких пределах и, сделав предположение о простом механизме энергетических потерь, получил выражение для этих флуктуаций через флуктуации эффективного времени столкновения τ . Величина, обратная эффективному времени столкновения $\Omega = \frac{1}{\tau}$, определяет характеристическую частоту столкновения *).

Сравнивая затем Ω с возбуждаемыми частотами W и с величиной энергии взаимодействия V , можно расклассифицировать области применимости различных теорий и моделей. Например, в области $\Omega \ll W$, $V \gg W$ статистическая трактовка будет годиться, тогда как для $\Omega \gg W$ имеет смысл пользоваться неадиабатическим приближением (модель тормозного излучения). Таким образом, автор считает, что многие из теорий и моделей имеют свою собственную область, где они справедливы. На них не следует смотреть как на взаимно исключаящие друг друга альтернативы, но как на взаимно дополняющие друг друга приближения к более полной теории.

§ 4. Процессы при сверхвысоких энергиях и теория элементарных частиц

4.1. Концепция критической энергии

4.1.1. Как мы упомянули в II, § 1, теоретическое исследование множественного рождения началось с рассмотрения Гейзенбергом основных трудностей современных теорий поля. Спустя более чем 20 лет эти трудности продолжают существовать в еще более острой форме, хотя первые попытки связать множественное рождение с универсальной длиной теперь кажутся слишком наивными, понятие о некоторой критической энергии, выше которой общепринятые теории поля теряют силу, должно быть пересмотрено в свете наших современных знаний о взаимодействиях элементарных частиц.

4.1.2. Мы можем ввести «критическую энергию», имея в виду следующие обстоятельства:

1. Расходимости при высоких энергиях еще не устранены.
2. Некоторые экспериментальные факты указывают на существование конечных пространственных размеров элементарных частиц (например, сердцевина нуклона).
3. В настоящее время известны три типа взаимодействия: сильное взаимодействие барион — мезон, электромагнитное взаимодействие средней силы и слабое распадное взаимодействие. Обычно предполагается, что сильное и электромагнитное взаимодействия относятся к первому роду (перенормируемые), тогда как распадное взаимодействие относится ко второму роду (неперенормируемые) взаимодействий.

4.1.3. Последнее предположение означает, что «слабые» взаимодействия зависят от энергии, тогда как «сильные» от нее не зависят, так что

*) Здесь символ Ω не имеет отношения к объему в статистической теории.

выше определенной критической энергии «слабые» взаимодействия (в которых не сохраняется четность) становятся сильнее «сильных»^{102, 103}.

Значения $E_{кр}$ по грубой оценке равны $10^3 \sim 10^6$ Бэв в Ц-системе, и мы можем ожидать, например, что если верны вышеприведенные соображения, то при этой энергии должно генерироваться много лептонов (включая μ -мезоны).

4.2. Указания, которые дают процессы при сверхвысоких энергиях

4.2.1. У большинства физиков есть смутные надежды, что «изучение явлений при сверхвысоких энергиях даст нам ключ к наиболее внутренней структуре» элементарных частиц*). Будет ли это ожидание оправдано, пока еще совершенно неизвестно.

Концепция критической энергии, о которой говорилось в предыдущем параграфе, в этом смысле выражает одну из оптимистических точек зрения. Приведем теперь некоторые мнения пессимистов.

Одна группа теоретиков думает, что изучение явлений при высоких энергиях ничего нового не даст, так как чем выше энергия, тем меньше элементарные частицы взаимодействуют друг с другом и, таким образом, при самой высокой предельной энергии они будут вести себя как свободные частицы.

Другая группа пессимистов допускает, что мы можем найти некоторые особые ядерные взаимодействия, но вторичные эффекты, характерные для ядерных взаимодействий более низкой энергии, будут играть очень важную роль и будут маскировать черты явлений специфических для высокой энергии. В качестве примера приводят гидродинамическую теорию множественного рождения Ландау, где большая часть наблюдаемых характеристик отражает критическую температуру T_K , а не начальную высокую температуру.

4.2.2. Существует также расхождение во мнениях в отношении оценки различных существующих гипотез. Так, например, пессимисты не находят в гидродинамической теории Ландау ничего, кроме остроумного приближения к проблеме многих тел при высокой энергии, т. е. ничего, кроме удобного способа описания того, что может быть выражено и с помощью привычной терминологии. Оптимист надеется, наоборот, что она дает возможность проникнуть в природу поведения материи, даже если в вопросах множественного рождения ее предсказания эквивалентны предсказаниям обычных теорий поля. Оптимист спросил бы: не следует ли нам в области высоких энергий отказаться от концепции взаимодействий между отдельными частицами и скорее обратиться к понятию фундаментальной жидкости — к Праматерии?

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. W. Lewis, Rev. Mod. Phys. 24, 241 (1952).
2. И. Л. Розенталь и Д. С. Чернавский, УФН 52, 185 (1954); Fortschr. Phys. 4, 560 (1956).
3. M. F. Kaplan, B. Peters and H. L. Bradt, Phys. Rev. 76, 1735 (1949); Helv. Phys. Acta 23, 24 (1950).
4. Обширный перечень литературы см. E. Lohrmann, Nuovo Cimento 5, 1974 (1957).
5. G. Cossioni, Extensive Air Showers (Handb. d. Physik) печатается.
6. F. A. Brisbout, C. Dahanayake, A. Engler, Y. Fujimoto and D. H. Perkins, Phil. Mag. 1, 605 (1956).
7. B. Edwards, J. Losty, D. H. Perkins, K. Pinkau, J. Reynolds, Phil. Mag. 3, 237 (1958).

*) Термин «внутренняя структура», конечно, символический. Он включает, например, концепцию «праматерии».

8. O. Minakawa, Y. Nishimura, M. Tsuzuki, H. Yamaonuchi, H. Aizu, H. Hasegawa, Y. Jshii, S. Tokunaga, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, J. Nishimura, K. Niu, K. Nishikawa, K. Imaeda and M. Kazuno, *Nuovo Cimento* 11, 125 (1959).
9. F. C. Roesler and C. B. A. McCusker, *Nuovo Cimento* 10, 127 (1952); см. также G. Cocconi, *Phys. Rev.* 93, 1107 (1954).
10. C. Castagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, A. Manfredini, D. Moreno, *Nuovo Cimento* 10, 1539 (1953).
11. N. M. Dulles and W. D. Walker, *Phys. Rev.* 93, 215 (1954); L. Lindern *Nuovo Cimento* 5, 491 (1957).
12. И. А. Ивановская и Д. С. Чернавский, *Nuclear Physics* 4, 29 (1957).
13. Z. Koba and S. Takagi, *Nuovo Cimento* 10, 755 (1958).
14. J. Nishimura, *Sorûsiron Kenkûa* (отп. на mimeограф. на яп. яз.), 12, 24 (1956), *Ср. Z. Koba, Proceedings of the VI-th Rochester Conference IV-43* (1956).
15. Г. Б. Жданов, *ЖЭТФ* 34, 856 (1958).
16. S. Hasegawa, J. Nishimura and Y. Nishimura, *Nuovo Cimento* 6, 979 (1957).
17. C. B. A. McCusker and F. C. Roesler, *Nuovo Cimento* 5, 1136 (1957).
18. T. F. Hoang, *Journ. de Phys.* 14, 395 (1953); C. C. Dilworth, S. J. Goldsack, F. T. Hoang and L. Scarsi, *Nuovo Cimento* 10, 1261 (1953); T. F. Hoang, *Journ. de Phys.* 15, 337 (1954); G. Bertolino and D. Pescetti, *Nuovo Cimento* 12, 630 (1954).
19. S. Kaneko and M. Okasaki, *Nuovo Cimento* 8, 521 (1958); S. Kaneko (в печати).
20. H. Ezawa, *Nuovo Cimento* 11, 745 (1959).
21. M. Schein, R. G. Glasser and D. M. Haskin, *Nuovo Cimento* 5, 647 (1955).
22. A. Debenedetti, G. M. Garelli, L. Tallone and M. Vigone, *Nuovo Cimento* 4, 1142 (1956).
23. G. Cocconi and V. C. Tongiorgi, *Phys. Rev.* 75, 1058 (1949); G. Cocconi ссылка⁵.
24. О. И. Довженко и С. И. Никольский, *ДАН СССР* 102, 241 (1955); С. П. Добровольский, С. И. Никольский, И. И. Тукиши и В. И. Яковлев, *ЖЭТФ* 31, 939 (1956); Г. Б. Христиансен, *Proc. Oxford Conf.*, Апрель 1956.
25. G. Clark, J. Earl, W. Kraushaar, J. Linsley, B. Rossi and F. Scherb, *Nature* (Лондон) 180, 353, 406 (1957).
26. J. Nishimura and K. Kamata, *Progr. theor. Phys.* 5, 899 (1950); 6, 262, 628 (1951); 7, 175 (1952); K. Kamata and J. Nishimura, *Progr. theor. Phys. Suppl.* 6, 93 (1958).
27. W. E. Hazen, R. W. Williams, *Phys. Rev.* 93, 578 (1954); О. И. Довженко и С. И. Никольский, ссылка²⁴.
28. Л. Х. Эйдуc, М. И. Адамович, И. А. Ивановская, В. С. Николаев, М. С. Тулянкина, *ЖЭТФ* 22, 440 (1952); G. Clark, J. Earl, W. Kraushaar, J. Linsley, B. Rossi and F. Scherb, *Nuovo Cimento Suppl.* VIII, 623 (1958); G. Cocconi, V. Tongiorgi and K. Greisen, *Phys. Rev.* 76, 1020, 1063 (1949); Ю. Н. Вавилов, Ю. Ф. Евстигнеев и С. И. Никольский, *ЖЭТФ* 32, 1319 (1957); Н. А. Добротин, Г. И. Зацепин, С. И. Никольский и Г. Б. Христиансен, *Nuovo Cimento Suppl.* 3, 635 (1956); Г. И. Зацепин, И. Л. Розенталь, Л. И. Сарычева, Г. Б. Христиансен и Л. Х. Эйдуc, *Изв. СССР АН* 17, 39 (1953).
29. S. Higashi, T. Oshio, H. Shibata, K. Watanabe, Y. Watase, *Nuovo Cimento* 5, 597 (1957).
30. G. Cocconi and V. Tongiorgi, *Phys. Rev.* 79, 730 (1950); K. Greisen, W. D. Walker and S. P. Walker, *Phys. Rev.* 80, 535 (1950).
31. Л. Х. Эйдуc и др., ссылка²⁸; W. Kraushaar ссылка²⁸; G. Cocconi и др., *Phys. Rev.* 76, 1063 (1949).
32. Н. А. Добротин и др., ссылка²⁸; Г. И. Зацепин и др., ссылка²⁸; G. Cocconi и др., ссылка²⁸.
33. О. И. Довженко, Б. А. Нелепов и С. И. Никольский, *ЖЭТФ* 32, 463 (1957).
34. А. И. Абросимов, А. А. Бедняков, В. И. Зацепин, Ю. А. Нечин, В. И. Соловьев, Г. Б. Христиансен и П. С. Чикин, *ЖЭТФ* 29, 693 (1955); С. И. Никольский, Ю. Н. Вавилов и В. В. Батов, *ДАН ССР*, III, 71 (1956).
35. О. И. Довженко и др., *ЖЭТФ* 32, 463 (1957); см. также ссылку³².
36. R. L. Cool and O. Piccioni, *Phys. Rev.* 82, 306 (1951).

37. G. C o s s e n i and V. T o n g i o r g i, Phys. Rev. 79, 730 (1950); P. L. M a r s d e n, Proc. Oxford Conf. (1956); G. F u j i o k a, J. Phys. Soc. Japan 10, 245 (1955); C. B. A. M e c C u s k e r, Proc. Phys. Soc. 63, 1240 (1940).
38. H. L. K a s m i t e a. K. S i t t e, Phys. Rev. 94, 977 (1954).
39. Н. Д о б р о т и н, О. Д о в ж е н к о, В. З а ц е п и н, Е. М у р з и н а, С. Н и к о л с к и й, И. Р а к о б о л ь с к а я и Е. Т у к и ш, Nuovo Cimento Suppl. VIII, 612 (1958).
40. В. А. Д и м и т р е в, Г. В. К у л и к о в, и Г. Б. Х р и с т и а н с е н, Nuovo Cimento Suppl. VIII, 587 (1958).
41. S. M i y a k e, Progr. theor. Phys. 20, 844 (1958).
42. S. M i y a k e, K. H i n o t a n i, I. K a t s u m a t a and T. K a n e k o, J. Phys. Soc. Japan, печатается.
43. Н. А. Д о б р о т и н, Г. Т. З а ц е п и н, И. Л. Р о з е н т а л ь, Л. Н. С а р ы ч е в а, Г. Б. Х р и с т и а н с е н и Л. Э й д у с, УФН 49, 185 (1953).
44. W. H e i s e n b e r g, Z. Phys. 101, 533 (1936).
45. W. H e i t l e r, Proc. Phil. Soc. 37, 291 (1941); W. H e i t l e r and H. W. P e n g, Proc. Phil. Cambridge Phil Soc. 38, 296 (1942).
46. L. J a n o s s y, Phys. Rev. 64, 345 (1943); W. H e i t l e r and L. J a n o s s y, Proc. Roy. Soc. 62, 669 (1949); W. H e i t l e r, Rev. Mod. Phys. 21, 113 (1949); W. H e i t l e r and L. J a n o s s y, Helv. Phys. Acta 23, 417 (1950); W. H e i t l e r and C. H. J e r r e a u x, Proc. Phys. Soc. 66, 929 (1953).
47. W. H e i s e n b e r g, Z. Phys. 113, 61 (1939).
48. W. H e i s e n b e r g, Z. Phys. 126, 569 (1949); 133, 65 (1952).
49. Г. В а т а г и н, Acad. Bras. Ciênc. p. 129 (1943); Phys. Rev. 56, 1245 (1939); Nature 142, 393 (1938).
50. W. H e i s e n b e r g, Rev. Mod. Phys. 29, 269 (1957); в этой статье пмеются ссылки на его предыдущие работы по этому вопросу.
51. H. W. L e w i s, J. R. O p p e n h e i m e r and S. A. W o u t h u y s e n, Phys. Rev. 73, 127 (1949).
52. Т. М и у а з и м а and S. Т о м о н а г а, Sci. Pap. I. P. C. R. 40, 21 (1942) (перепечатано в Suppl. Progr. theor. Phys. N 2, 21 (1955)).
53. H. F u k u d a a. G. T a k e d a, Progr. theor. Phys. 5, 957 (1950); см. также H. U m e z a w a, Y. T a k a h a s h i and S. K a m e f u c h i, Phys. Rev. 85, 505 (1952).
54. E. F e r m i, Progr. theor. Phys. 5, 570 (1950); Phys. Rev. 81, 683 (1951); 92, 452 (1953); 93, 1434 (1954).
55. Г. В а т а г и н, Phys. Rev. 74, 975 (1948).
56. R. H. M i l b u r n, Rev. Mod. Phys. 27, 1 (1955).
57. С. З. Б е л е н ь к и й, В. М. М а к с и м е н к о, А. И. П и к о ш о в и И. Л. Р о з е н т а л ь, УФН 62, 1 (1957); Fortsch. Phys. 6, 524 (1958).
58. И. Я. П о м е р а н ч у к, ДАН СССР 78, 889 (1951).
59. Е. Л. Ф е й н б е р г и Д. С. Ч е р н а в с к и й, ДАН СССР 81, 795 (1951).
60. H. F u k u d a, Phys. Rev. 89, 842 (1953).
61. Л. Д. Л а н д а у, Изв. АН СССР 17, 57 (1953).
62. И. М. Х а л а т и н к о в, ЖЭТФ 27, 529 (1954).
63. С. З. Б е л е н ь к и й и Г. А. М и л е х и н, ЖЭТФ 29, 20 (1955); С. З. Б е л е н ь к и й Л. Д. Л а н д а у, УФН 56, 309 (1955); Fortsch. Phys. 3, 536 (1955).
64. Н. М. Г е р а с и м о в а и Д. С. Ч е р н а в с к и й, ЖЭТФ 29, 372 (1954).
65. И. Л. Р о з е н т а л ь, ЖЭТФ 31, 278 (1956).
66. S. A m a i, H. F u k u d a, C. I s o and M. S a t o, Progr. theor. Phys. 17, 241 (1957).
67. S. T a k a g i, Progr. theor. Phys. 7, 123 (1952).
68. W. L. K r a u s h a a r and L. J. M a r k s, Phys. Rev. 93, 326 (1954).
69. W. B. F o w l e r, R. P. S h u t t, A. M. T h o r n d i k e and W. I. W h i t t e m o r e, Phys. Rev. 95, 1026 (1954).
70. L. J. S c h i f f, Phys. Rev. 84, 1 (1951).
71. M. B o r n, Proc. Roy. Soc. A143, 410 (1933); M. B o r n and L. I n f e l d, Proc. Roy. Soc. A144, 425 (1934).
72. Е. Л. Ф е й н б е р г и Д. С. Ч е р н а в с к и й, ДАН СССР 91, 511 (1953).
73. L. v. L i n d e r n, Z. Naturforsch. 11, 310 (1956); E. L o h r m a n n, Nuovo Cimento 3, 822 (1956).
74. T. T a n i u t i, Progr. theor. Phys. 20, 529 (1958).
75. P. D. L a x, Annals of Mathematics Studies 33 (Contributions to the theory of Partial Differential Equations) 211 (Princeton, 1954).
76. T. T a n i u t i, Progr. theor. Phys. 17, 461 (1957).
77. F. B l o c h and A. N o r d s i e c k, Phys. Rev. 52, 54 (1937).
78. R. G l a u b e r, Phys. Rev. 84, 395 (1951).
79. E. M. H e n l e y and T. D. L e e, Phys. Rev. 101, 1563 (1955).
80. K. M. C a s e, Phys. Rev. 76, 14 (1949).

81. N. H u, *Acta Physica Sinica* **10**, 320 (1954); *Scientia Sinica* **3**, 387 (1954); см. также N. H u, Объединенный институт ядерных исследований, препринт (1958).
 82. F. C. A u l u c k and D. C. K o t h a r i, *Phys. Rev.* **90**, 1002 (1953).
 83. V. S. N a n d a, *Progr. theor. Phys.* **11**, 605 (1954).
 84. M. H a m a g u c h i, *Nuovo Cimento* **4**, 1242 (1956); **5**, 1622 (1957); *Progr. theor. Phys.* **19**, 743 (1958).
 85. C. I s o and M. N a m i k i, *Nuovo Cimento* **11**, 440 (1959).
 86. Z. K o b a, *Progr. theor. Phys.* **15**, 461 (1956).
 87. Д. С. Ч е р н а в с к и й, *Nuovo Cimento Suppl.* **VIII**, 775 (1958); *Postepi Fiziki (Польша)* **9**, 653 (1958).
 88. Z. K o b a, *Progr. theor. Phys.* **17**, 288 (1957).
 89. D. I t o and H. T a n a k a, *Nuovo Cimento Suppl.* **7**, 91 (1958).
 90. Y. T a k a h a s h i, *Nuovo Cimento* **4**, 531 (1956); *Canad. J. Phys.* **34**, 378 (1956); **35**, 598 (1957).
 91. M. N a m i k i и C. I s o, *Progr. theor. Phys.* **18**, 591 (1957).
 92. H. E z a w a, Y. T o m o z a w a, H. U m e z a w a, *Nuovo Cimento* **5**, 840 (1957).
 93. Y. T a k a h a s h i and H. U m e z a w a, *Nuovo Cimento* **6**, 1324, 1382 (1957).
 94. K. N i u, *Nuovo Cimento* **10**, 994 (1958); см. также: K. N i u, *Utyûsen-Kenkyu* (отп. на mimeограф. на яп. яз.) **3**, 85 (1958); сообщение на годичном собрании японского физ. о-ва, окт. 1957.
 95. P. C i o k, T. C o g h e n, J. G i e r u l a, R. H o l y n s k i, A. J u a k, M. M i e s o w i c z, T. S a n i e w s k a, O. S t a n i s z and J. P e r n e g r, *Nuovo Cimento* **8**, 166 (1958).
 96. G. C o s s o n i, *Phys. Rev.* **111**, 1699 (1958).
 97. C. I s o, *Soryûsiron-Kenkyû* **17**, 538 (1958).
 98. H. J. B h a b h a, *Proc. Roy. Soc.* **219**, 293 (1953).
 99. Д. И. Б л о х и н ц е в, *CERN Symposium* **155** (1956); см. также: Д. И. Б л о х и н ц е в с сотрудниками, Объединенный институт ядерных исследований, препринт (1958).
 100. A. U e d a and N. O t i g a, *Progr. theor. Phys.* **18**, 269 (1957).
 101. Z. K o b a, *Utyûsen-Kenkyû* **3**, 179 (1958).
 102. Д. И. Б л о х и н ц е в, *УФН* **61**, 137 (1957); *Forsch. Phys.* **6**, 246 (1958).
 103. H. U m e z a w a, M. K o n u m a and K. N a k a g a w a, *Nuclear Physics* **7**, 169 (1958).
-

