

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

Удивительная история замечательной работы Ландау

Е.Л. Фейнберг

PACS numbers: 01.65. + g

В 1958 году в Институте физических проблем праздновалось пятидесятилетие Ландау. Забыть блеск умного остроумия этого празднования не сможет никто, кто там был. В числе многих преподнесенных юбиляру необычных подарков были мраморные скрижали с выгравированными на них ключевыми формулами десяти его важнейших работ¹. Среди них, однако, не было и намека на гидродинамическую теорию множественного рождения адронов (в одном акте соударения ядер и/или адронов высокой энергии [1, 2]). Между тем, сам Ландау неоднократно говорил (и мне в том числе), что на эту работу он потратил больше усилий, чем на какую-либо другую из своих работ. Более того. Теперь, в последние более чем двадцать лет она стала очень популярной, используется экспериментаторами и интенсивно развивается многими группами теоретиков во всем мире. Число порожденных ею работ, вероятно, можно исчислять сотнями. Почему же о ней даже не упомянул Исаак Константинович Кикоин, вручавший скрижали от имени Курчатовского института? Дело в удивительной судьбе этой работы в мире физиков.

Начнем с предыстории. Еще до войны, когда не было известно о существовании пиона и за ядерный мезон принимали мюон, открытый в космических лучах, было обнаружено, что это отождествление ошибочно: мюон легко пронизывает атмосферу, т.е. является слабо взаимодействующей частицей и потому не может обеспечивать ядерные силы. С другой стороны, в тех же космических лучах появились важные свидетельства в пользу того, что первичные частицы (да и многие вторичные) при столкновении с ядрами атомов воздуха рождают в одном акте сразу много частиц. Как все это согласовать?

В то время некоторых физиков на время очаровала видоизмененная фермиевская теория бета-распада, которую предложили Конопинский и Уленбек. Она отличалась тем, что в лагранжиане содержались производные волновых (операторных) функций сколь угодно высокого порядка s , $\gamma_\mu \partial^s \varphi / \partial x_\mu^s$. Но если $\varphi \sim \exp(ipx)$, то каждое дифференцирование означает умножение на p . Даже при слабой константе связи g появляются члены

$g^2(p/m)^{2s}$ (m — масса одной частицы), которые при больших p и s эффективно приводят к сильному взаимодействию. Сама теория была уже через два года опровергнута и забыта. Но Гейзенберг, воспользовавшись ею, успел построить теорию множественной генерации: при столкновении частиц, если $g(p/m) \gg 1$, рождается сразу много частиц. Если и для них справедливо такое же неравенство, то появится второй каскад. Размножение прекратится, когда станет $g(p/m) \lesssim 1$ [3]. Все это я рассказываю ради одной последующей фразы Гейзенберга. "Ясно, — он говорит, — что конечное распределение частиц, генерированных по импульсам, будет даваться функцией черного излучения Планка". Он не пояснил этого утверждения, считая его очевидным. Но важная мысль была высказана: когда, даже исходя из квантово-полевого операторного уравнения, мы получаем много слабовзаимодействующих (к моменту окончания размножения) частиц, то для них применимы классические термодинамические соображения.

Вместе с провалом теории Конопинского и Уленбека была забыта и эта работа Гейзенберга. Ландау о ней не знал. Потом Гейзенберг создал совсем другую теорию множественной генерации, исходя из нелинейного волнового уравнения [4]. Г.А. Милехин [5] впоследствии доказал, к большой радости Гейзенберга (я свидетель, участвовал в общем обсуждении), принципиальную тождественность этой его работы и вскоре появившейся теории Ландау, внешне казавшейся совершенно другой.

Но в 1951 г., когда уже были известны пионы, появилась работа Ферми [6]. Ему тоже было ясно: если сталкиваются "в лоб" два сильно взаимодействующих адрона и/или ядра высокой энергии, то они останавливаются в системе центра инерции (СЦИ) и выделяют всю энергию в малом объеме (в лоренц-сжатом собственном объеме двух частиц). Возникает вещество с очень большой плотностью энергии и температурой. Тогда оно распадается на много частиц, число которых и распределение по импульсам определяется формулами классической термодинамики. И он получил все это.

Однако, видимо, ни он, ни заметивший его ошибку Померанчук [7], тоже не знали работы Гейзенберга. Померанчук все же сам сообразил: если взаимодействие сильное, то, разлетаясь из малого объема, частицы будут взаимодействовать и продолжать рождать новые частицы, взаимопревращаться и аннигилировать, пока не разойдутся на взаимные расстояния, превышающие радиус действия сил взаимодействия $r \sim m_\pi^{-1}$ (m_π —

¹ Полный список работ Л.Д. Ландау приведен в конце данной статьи.

масса пиона). Легко вычислить температуру этого конечного состояния T , его энтропию, число частиц и т.п. Войдет лишь один параметр, к тому же известный по порядку величины, r , или связанная с ним температура T_f . Полученная Померанчуком энергетическая зависимость множественности, $n \sim E^{1/2}$, $2E = \sqrt{s}$ — суммарная энергия начальных двух частиц в СЦИ, отличалась от фермиевской, $n \sim E^{1/4}$.

Понятно, что расширяющееся вплоть до конечного состояния вещество уже нельзя считать совокупностью отдельных адронов. На настойчивые вопросы "что это такое" Померанчук отвечал: "Ну, считайте, что это кипящая операторная жидкость".

Вот теперь в игру вступил Ландау. И ему было ясно, что при большом числе частиц и большой плотности энергии некоторого сплошного вещества применима классическая термодинамика, а значит, и гидродинамика, критерий применимости у них одинаковый. Нужно только учесть релятивизм, гидродинамика должна быть релятивистской. А она уже была сформулирована в его с Е.М. Лифшицем курсе теории сплошных сред. Теперь она нашла свое первое применение. Нужно было просто решить уравнения, исходя из начального объема (лоренц-сжатый объем остановившихся начальных частиц) и их совокупной энергии, а также дополнив их уравнением состояния. Ландау принял его таким же, как для ультрарелятивистского электрон-позитронного газа:

$$p = c_0^2 \varepsilon, \quad c_0^2 = \frac{1}{3}, \quad (1)$$

где p — давление, ε — плотность энергии и c_0 — скорость звука. Много лет спустя Шуряк [8] вычислил его по Бете — Уленбеку, учитывая все возможные резонансы и получил $c_0 \sim 1/5$, что лучше согласовывалось с тогдашними данными по множественности в области $\sqrt{s} \sim 5-7$ ГэВ. Но здесь множественность еще не очень велика и окончательного ответа мы не знаем.

Ландау рассматривал вопрос упрощенно: от блинообразного начального состояния вещество расширяется цилиндрически, пока поперечное расширение не станет значительным. После этого происходит свободный конический разлет невзаимодействующих частиц. Тем не менее последующие работы, в которых и гидродинамическая задача трехмерного расширения была решена гораздо более строго (Милехин [9], много позже, по-другому, Шуряк [10]), и было принято во внимание тепловое движение частиц, налагающееся на гидродинамический поток, оказались очень близкими к результату Ландау.

Необходимо заметить, что сразу после работы Ландау были сделаны существенные дополнения. Во-первых, Халатников [11] уточнил решение для одномерного цилиндрического разлета. Во-вторых, Беленький и Милехин [12] рассмотрели более детально процесс начального соударения, учитывая реальные размеры первичных частиц. Считая, что и для образующего их вещества справедливо то же самое уравнение состояния, они рассмотрели распространение ударных волн, возникающих после первого соприкосновения соударяющихся частиц, до момента, когда вся их масса будет вовлечена в процесс. Тем самым они уточнили размер начального состояния, после которого развивается гидродинамический разлет. Наконец, Герасимова и Чернавский [13]

учли, что разлет должен содержать так называемую бегущую волну.

Полученные теоретические результаты сразу же показали хорошее совпадение с имевшимися тогда, правда, довольно скудными экспериментальными данными (они тогда получались только при изучении космических лучей) как для зависимости множественности от первичной энергии, так и для поперечных импульсов (не зависящих от первичной энергии) конечных частиц.

Теперь, когда мы знаем, что адронный вакуум — это материальная среда с определенной плотностью энергии и с давлением $p = |\varepsilon|$, процесс можно рассматривать и иначе. Можно сказать, что в весьма малый объем вакуума при соударении лоренц-сжатых частиц очень быстро вносится энергия с очень большой плотностью. Вакуум вскипает до очень высокой температуры (в терминах теории поля он описывается фоковской колонкой с очень большим числом строк, т.е. с участием очень большого числа виртуальных частиц) и, расширяясь, охлаждается, пока малая плотность числа частиц не позволит им стать физическими.

Однако сразу после создания теории Ландау среди теоретиков распространился глубокий пессимизм по поводу пригодности теории поля вообще по отношению к сильным взаимодействиям в особенности. Поскольку классическое рассмотрение Ландау является приближением в теории поля (большое число частиц соответствует высоким возбуждениям системы, т.е. большим квантовым числам, когда согласно принципу соответствия справедливо классическое приближение), непригодность теории поля означает и непригодность классического приближения.

Пессимизм же был связан прежде всего с обнаружением в перенормируемой теории поля так называемого "московского нуля". Выяснилось, что перенормировка при более глубоком рассмотрении приводит к выводу, что, чем больше энергия обрезания, тем слабее взаимодействие при умеренных энергиях. Это делало теорию поля с гамильтонианом непригодной вообще. Правда, результат этот получается не вполне точно, а с использованием определенных приближений. Поэтому некоторые крупные теоретики продолжали развивать квантовую теорию поля, но, например, сам Ландау провозгласил, что "гамильтонов метод для сильных взаимодействий изжил себя и должен быть похоронен, конечно, со всеми заслуженными им почестями" [14], недопустимо также использование самих операторных волновых функций, зависящих от координат. Подавляющее большинство теоретиков во всем мире присоединилось к этой точке зрения.

В своей последней статье [14] Ландау, обсуждая создавшуюся ситуацию, утверждал: "В настоящее время "нулизация" теории молчаливо признается и теоретиками, формально ее оспаривающими". Действительно, к такому выводу можно было прийти потому, что подавляющее большинство теоретиков признали в качестве надежной основы возможных исследований идеологию S -матрицы Гейзенберга, допускающей лишь рассмотрение свободных частиц — до и после их взаимодействия. Ландау при этом ссылается на свою с Пайерлсом работу: "Почти 30 лет назад Пайерлс и я указали, что согласно релятивистской квантовой теории нельзя измерить никакие величины, характеризующие взаимодействующие частицы, и единственными измери-

мыми величинами являются импульсы и поляризация свободных частиц".

Началась 15-летняя эпоха разнообразных поисков теории, содержащей только диаграммы со свободными концами и т.п. Ее физическую основу должны образовывать лишь "соотношение унитарности и принцип локальности" [14]. В число интенсивно разрабатываемых попыток вошли изучение аналитических свойств таких диаграмм, дисперсионные соотношения, аналитическая теория S -матрицы, превращение в общую полную теорию "реджистики", сыгравшей очень полезную роль в феноменологическом анализе процессов с сильным взаимодействием, изучение нелинейных теорий поля и даже нелокальных теорий, отвергавшихся Ландау.

Любопытно, что одним из решающих аргументов против нелокальной теории Ландау считал то, что "число мезонов, образующихся при столкновениях с большой энергией, согласуется с формулой Ферми [6] (и, добавим мы, с гидродинамической теорией Ландау, хотя и по разным причинам — Е.Л.Ф.), которая требует применения статистико-термодинамических соображений к размерам, неизмеримо меньшим, чем любой возможный радиус размазывания" (в нелокальной теории — Е.Л.Ф.). В самом деле, в космических лучах такое согласие сразу было достигнуто при лоренц-сжатии нуклонов в сотни раз (т.е. до толщины порядка 10^{-15} см).

Эти исследования, длившиеся примерно 15 лет, в руках талантливейших теоретиков дали много полезных результатов по частным вопросам, но так и не привели к созданию желаемой полной теории. Более того, увлечение этими "антиполевыми" подходами отодвинуло в тень появившуюся исключительно важную работу Янга и Миллса [15], послужившую через много лет основой современной теории калибровочных полей. В 1960 году Ландау писал: "Мне кажется, что за последние годы теория заметно прогрессировала в указанном направлении и недалеко то время, когда будут написаны уравнения новой теории" [14]. Новая теория в конце концов появилась, однако, как раз, на отвергавшемся Ландау пути лагранжовой теории с гамильтонианом. Это теория электрослабого взаимодействия и вообще калибровочных полей.

Таким образом, отношение к своей гидродинамической теории у Ландау было несколько двойственным. С одной стороны, он до самого конца продолжал считать ее правильной и ценной. Он неоднократно так отвечал на прямо поставленный вопрос и мне лично. С другой стороны, он, по-видимому, считал, что она должна получаться как квазиклассическое приближение к какой-то новой, не полевой теории старого типа. Но для огромной массы других теоретиков она как бы вообще не существовала. В этот смутный период ее обсуждали лишь в нескольких статьях японские теоретики (М. Намики, С. Исо и К. Мори, Х. Езава, И. Томозава и Х. Умезава, а также Д. Ито и Х. Танака), а у нас упрямо работала группа теоретиков ФИАН (С.З. Беленький, Н.М. Герасимова, Г.А. Милехин, И.Л. Розенталь, Е.Л. Фейнберг и Д.С. Чернавский). Да еще в ЦЕРНе Р. Хагедорн, рассматриваемый в его окружении как чудак, развивал свои идеи термодинамически-статистического характера, близкие по существу к гидродинамической теории, но совсем другого типа (это было уже в середине 60-х гг.). Примерно с 1968 г. в работу включился молодой Э.В. Шурык (Новосибирск). Это был с его

стороны смелый поступок — говорить о гидродинамической теории в обществе серьезных теоретиков было почти неприлично. В самом деле, некантовая классическая термодинамика и гидродинамика в объеме меньшем, чем объем нуклона, в десятки раз! И это в век тонких доказательств порочности даже квантовой теории поля, "московского нуля", теоремы Хаага и т.п.

Но постепенно возрастала энергия частиц в ускорителях, их множественность в тщательно изучаемых событиях столкновения двух протонов высокой энергии (в начале 70-х гг. она достигла в среднем $n \sim 6$ при соударении с энергией в СЦИ $\sqrt{s} \sim 60$ ГэВ) и нельзя уже было уклониться от анализа их распределений по поперечным импульсам p_t , по быстрой y и псевдобыстрым η (понятие, давно уже использовавшееся в космических лучах и автоматически появившееся в теории Ландау). Все работы по развитию гидродинамической теории приводили к гауссову распределению по y и η ($y \approx \eta$ при $y > 1$). Так, Ландау получил для соударения тождественных ядер атомного номера A распределение по η (m_N — масса нуклона):

$$\frac{dn}{d\eta} = \frac{\langle n \rangle}{\sqrt{2\pi L}} \exp\left(-\frac{\eta^2}{2L}\right), \quad L \approx \ln \frac{\sqrt{s}}{2Am_N}. \quad (2)$$

Более последовательное решение для трехмерного гидродинамического разлета с учетом теплового движения рождаемых частиц дало почти то же:

$$\frac{dn}{d\eta} = \frac{\langle n \rangle}{\sqrt{2\pi L}} \exp\left(-\frac{y^2}{2L}\right) \quad (3)$$

с немного различающимися значениями L : $L = L_m$ в [8] и $L = L_s$ в [9]. Кроме того, оказалось, что

$$\frac{dn}{dp_t} \propto \exp\left[-\frac{(m_t^2 + p_t^2)^{1/2}}{T_f}\right] p_t^{3/2}, \quad (4)$$

где m_t — масса рассматриваемых рождающихся частиц, T_f — температура в момент разлета конечных свободных частиц ("frozen temperature").

Эти формулы, использующие только два предположения: уравнение состояния $\varepsilon = 3p$ (при $c_0^2 = 1/3$; существует модификация для любого c_0) и значение T_f , заранее известное по порядку величины, $T_f \sim m_\pi^{-1}$, удивительно хорошо совпадающее с получаемым из экспериментально найденного согласно dn/dp_t . Согласие с экспериментальными данными (зависимость $n(s)$, универсальность зависимости dn/dp от $(m_t^2 + p_t^2)^{1/2}$ и многое другое) было поразительным. Но, как говорит английская поговорка, "никто так не глух, как тот, кто не хочет слышать". На эти успехи (формулы были получены еще в 50-х гг.) не обращали внимания. В 1969 г. Фейнман получил dn/dy (опираясь на партонную модель) в виде "стола" — плоское распределение между предельными значениями быстроты y . Это было сразу принято как безусловный закон и экспериментаторами, и большинством теоретиков.

Но накопление опытных данных понемногу, сначала очень медленно, вызывая удивление и недоверие, стало пробивать дорогу для гидродинамической теории Ландау. Помню, как я впервые был приглашен на конференцию в Aix-en-Provence в 1973 г., чтобы рассказать, что это за теория. Господствующее настроение было приблизительно такое: "Что это вы за нелепости рассказываете? Ну давайте, расскажите, так и быть, послушаем".

Послушали терпеливо. Но в середине конференции Л. Фоя (L. Foa), готовивший итоговый доклад, попросил меня зайти к нему в его большую комнату, где на столах были разложены графики экспериментальных данных и другие материалы. Он подвел меня к большому графику новых точных данных по dn/du и, ни слова ни говоря, задумчиво почесал свой затылок. Кривая имела гауссову форму в согласии с теорией Ландау и не обнаруживала никакого фейнмановского стола. С этого, по существу, и пошло. В 1974 году на конференции в Лейпциге я начал доклад словами: "Существовало древнее дикое племя, которое разговаривало на своем странном языке. Оно медленно вымирало и его язык совсем затерялся. Но постепенно цивилизованные люди, группирующиеся около ускорителей, вспомнили, что существовало какое-то странное племя. Они разыскали одного выжившего старика из этого племени и попросили его рассказать об их языке. Вот я и попробую это сделать".

Интерес к гидродинамическому подходу особенно возрос, когда создание калибровочных квантово-полевых теорий и, в частности, единой электрослабой теории реабилитировало квантовый полевой подход и, следовательно, квазиклассическое приближение к нему. "Кипящая операторная жидкость" восстановила теоретическое право на существование. Но она все же вряд ли была бы допущена в "приличное общество", если бы не два обстоятельства.

Во-первых, это бурное накопление подтверждающих ее экспериментальных данных на ускорителях со все возрастающей энергией. В 1976 г., обзревая последние данные по множественному рождению на ускорителях, М. Ле Беллак [16] сказал: "Если бы мы раньше познакомились с гидродинамической теорией Ландау, быть может, избежали многих трудностей при истолковании экспериментальных данных".

Во-вторых, не менее важным психологически было создание квантовой хромодинамики и понимание того, что адронный вакуум — материальная среда с большой плотностью энергии и давлением. Теория этого вакуума — статика, гидродинамическая теория Ландау и его предшественников Гейзенберга, Ферми и Померанчука — динамика этой среды.

В настоящее время, при наличии КХД и вообще калибровочных теорий, эта теория, фазовые переходы в динамически развивающейся среде стали предметом изучения сотен теоретиков. Принято считать, что соударение ядер очень высокой энергии ведет сначала к образованию кварк-глюонной плазмы, которая затем, расширяясь и охлаждаясь, испытывает фазовый переход и превращается в адронное вещество, в котором нарушена киральная инвариантность (восстанавливается масса частиц) и исчезает деконфайнмент (кварки связываются в адроны, операторы их рождения и аннигиляции и образуют "кипящую операторную жидкость"). После дальнейшего гидродинамического расширения температура падает до T_f и начинается свободный разлет конечных частиц. К сожалению, до сих пор не найден физический сигнал, который свидетельствовал бы о существовании КХД плазмы.

Но есть и более сложная возможность. Во всей описанной схеме ничего не говорится о массивных конститuentных кварках, хотя именно с их помощью была сформулирована сама идея кварков. Объясняется это прежде всего тем, что существующая последовательная КХД оперирует только "почти безмассовыми" точечными кварками и дать на их основе теорию конститuentных кварков не удастся (см., например,

доклад К. Вильсона [17], излагающий безуспешные четырехлетние попытки его группы и считающего решение этой проблемы совершенно необходимым).

Между тем существует схема [18] гидродинамической теории с двумя фазовыми переходами: КХД плазма, расширяясь и охлаждаясь, сначала испытывает переход с нарушением киральной симметрии (при температуре T_{ch} , грубо оцениваемой в ~ 200 МэВ) в состояние, в котором основу составляют свободные конститuentные кварки (с необходимой примесью адронов). При дальнейшем гидродинамическом расширении температура падает до некоторого T_d , когда конститuentные кварки связываются в адроны. Эта "температура деконфайнмента конститuentных кварков" по физическому смыслу есть "температура Хагедорна" — максимальная температура существования адронов. Идея несовпадения T_d и T_{ch} была высказана давно [19]. Было даже показано [20, 21], что должно быть $T_d \leq T_{ch}$. Такая модель сначала не приводила к успешной схеме. Однако недавнее рассмотрение показало, по-видимому, что подобная гидродинамическая модель с двумя фазовыми переходами (DPTM — Double Phase Transition Model) может быть успешной, с разницей $T_{ch} - T_d \sim 50$ МэВ и с деконфайнментом конститuentных кварков при достаточно низкой энергии соударяющихся ядер и/или адронов — порядка 1 ГэВ/нуклон [18].

Таким образом, столь долго (15–20 лет) поносимая и отвергающаяся гидродинамическая теория Ландау получила в течение уже более чем двух десятилетий широкое признание и далеко ведущее многообразное развитие. Она стала настолько общим местом, что имя Ландау в связи с нею уже не упоминается.

Разумеется, теория, созданная полвека назад, не может полностью удовлетворить запросы современных экспериментаторов, но все же изящество теории, в которой классическая физика вполне обоснованно "работает" в сверхмикром мире, не может не очаровывать.

Список литературы

1. Ландау Л Д *Изв. АН СССР Сер. Физ.* **17** 51 (1953)
2. Бельский С З, Ландау Л Д *УФН* **56** 309 (1955)
3. Heisenberg W Z. *Phys.* **101** 533 (1936)
4. Heisenberg W Z. *Phys.* **126** 569 (1949)
5. Милехин Г А *Изв. АН СССР Сер. Физ.* **26** (5) 635 (1962)
6. Fermi E *Prog. Theor. Phys.* **5** 570 (1950)
7. Померанчук И Я *ДАН СССР* **78** 889 (1951)
8. Shuryak E V *Phys. Rep.* **61** 71 (1980)
9. Милехин Г А *ЖЭТФ* **35** 1185 (1958)
10. Шуряк Э В *ЯФ* **16** 395 (1972)
11. Халатников И М *ЖЭТФ* **27** 529 (1954)
12. Бельский С З, Милехин Г А *ЖЭТФ* **29** 20 (1955)
13. Герасимова Н М, Чернавский Д С *ЖЭТФ* **29** 372 (1955)
14. Ландау Л Д, в сб. *Теоретическая физика 20 века* (М.: ИЛ, 1960) с. 285
15. Yang C N, Mills R *Phys. Rev.* **96** 191 (1954)
16. Le Bellac M, in *7th Int. Symp. on Multiparticle Dynamics* (Tifzing, 1976)
17. Wilson K G "Light-front QCD and the constituent quark model" *Proc. of the 4th Int. Workshop on Light Cone Quantization and Non-Perturbative Dynamics* (Poland, 1994) (Singapore: World Sci., 1995) p.15; hep-th/9411007
18. Chernavskaya O D, Feinberg E L, in *Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment* (NATO ASI Series. Ser. B, Physics, Vol. 346, Eds J Letessier, H H Gutbrod, J R Rafelski) (New York: Plenum Press, 1995); *J. Moscow Phys. Soc.* **6** 37 (1996)
19. Shuryak E V *Phys. Lett. B* **107** 103 (1981)
20. Bochkarev A I, Shaposhnikov M E *Nucl. Phys. B* **268** 220 (1986)
21. Красников Н В *Письма в ЖЭТФ* **38** 215 (1983)