

С 3г

Б-405

ДМИТРИЙ
ИВАНОВИЧ
БЛОХИНСЦЕВ







501556

ДМИТРИЙ
ИВАНОВИЧ

БЛОХИНЦЕВ

С 3 г
Б-405

741662

ТРУДЫ СЕМИНАРОВ,
ПОСВЯЩЕННЫХ 85-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ
Д.И.БЛОХИНЦЕВА

*Под редакцией
Б.М.Барбашова
В.В.Нестеренко*

Дубна-1995
Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В сборник включены материалы двух семинаров: юбилейного семинара (27 января 1993 г.), посвященного 85-летию со дня рождения Дмитрия Ивановича Блохинцева, и ежегодного семинара, посвященного его памяти, который состоялся 25 января 1994 г.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Б.М.Барбашов</i> Вступительное слово	5
<i>Г.А.Лексин</i> Флуктон — становление и развитие понятия	7
<i>G.I.Lykasov</i> Nuclear Structure Functions and Blokhintsev's Fluctons	27
<i>А.А.Тяпки</i> Проблема скрытого движения в квантовой теории	36
<i>Г.В.Ефимов, С.Н.Неделько, Я.В.Бурданов, С.А.Солунин</i> Коллективные моды КХД, индуцированные однородным вакуумным глюонным полем	81
<i>В.М.Barbashov, А.В.Pestov</i> Weyl Connection as a New Gauge Field	98
<i>V.N.Pervushin, А.М.Khvedelidze</i> Gaugeless Quantization of Constrained Systems	104
<i>Э.А.Тагиров</i> Квантовомеханическая проблема локализованного состояния в общей теории относительности	133
<i>А. V.Efremov</i> Handedness of Jets as a Measure of Quark and Gluon Polarization	143
<i>И.М.Дремин</i> Квантовая хромодинамика и распределение частиц по множественности	151
<i>В.Л.Аксенов</i> Современное состояние и перспективы исследовательских ядерных реакторов	213

Воспоминания

<i>Н.А.Коненкова (Блохинцева)</i> Дмитрий Иванович Блохинцев (1908—1979). Очерк научной деятельности ..	233
<i>Б.М.Барбашов</i> Слово об ученом	261

<i>М.К.Волков</i>	
Д.И.Блохинцев — ученый, учитель, человек	265
<i>А.А.Тяпкин</i>	
Многогранность таланта	267
<i>Р.М.Лебедев</i>	
Воспоминания о Дмитрие Ивановиче Блохинцеве	271

Вступительное слово*

Б. М. Барбашов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

У нас стало традицией проводить семинары памяти Д.И.Блохинцева в период с 11 по 27 января каждого года — это даты рождения и смерти. В этом январе исполняется 86 лет со дня рождения и 15 лет как ушел от нас Д.И.Блохинцев.

С неумолимым ходом времени все яснее становится значение и влияние этого человека на тех, кто его знал, вместе работал и, вообще, имел возможность общаться.

Сегодня запланировано время после научных докладов, когда можно будет сказать об этом человеке тем, кто его знал.

Я же со своей стороны сейчас хотел бы подчеркнуть общий критерий, которому следовал Д.И.Блохинцев при оценке научного творчества, — он рассматривал способность познания человеком внешнего мира как одну из сущностей природы человека и называл ее "любомудрием", которое есть божий дар, а не волевой акт, когда человек, исходя из материальных целей, заставляет себя заниматься исследованием тех или иных явлений, событий, фактов. Любое живое существо должно что-то знать об окружающем мире, но занятие абстрактной или фундаментальной наукой не несет непосредственных выгод и является результатом любомудрия.

Сейчас этот взгляд на научное творчество актуален как никогда, ибо только энтузиазм ученых, а не материальные выгоды, поддерживает науку в наше трудное время. Поэт сказал: "Счастлив, кто посетил сей мир в его минуты роковые" — для нашего поколения эти слова звучали абстрактно и декларативно до начала развала Союза и того ужаса, в котором оказалась страна, а вместе с ней и наука. Ученые же старшего поколения, пережившие революцию, разруху, Отечественную войну, относились к возможности заниматься наукой, тем более фундаментальной наукой, как к великому благу, требующему ответственности и полной отдачи сил и времени. Отсюда успехи советской науки в доперестроечный период, ее мировое признание. К этому поколению относился Дмитрий Иванович Блохинцев, взгляды которого на роль науки и ученого в обществе основывались

*Выступление на семинаре 25.01.94, посвященном памяти Дмитрия Ивановича Блохинцева.

на огромном опыте работы в фундаментальных и прикладных областях науки и представляют для нас непреходящую ценность. Я думаю, мы услышим сегодня в воспоминаниях, как он живо интересовался и поддерживал все новые подходы и направления в физике микромира и до последнего дня сам активно работал в этих направлениях. Лучшей памятью о нем будет наша творческая работа в поисках истины.

ФЛУКТОН — СТАНОВЛЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ПОНЯТИЯ

Г.А.Лексин

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

К сожалению, личные воспоминания неизбежно затрагивают вспоминающего. Я знал Дмитрия Ивановича Блохинцева еще по университету. Когда он пришел из Обнинска в Дубну директором ОИЯИ, я как раз завершил в лаборатории М.Г.Мещерякова эксперимент по исследованию упругого pd -рассеяния. Дмитрий Иванович корректировал, по-видимому, тематику своих исследований применительно к ускорительной физике, а в упругом pd -рассеянии был обнаружен в 1956 году неожиданный и нетривиальный эффект: обратное рассеяние протонов [1]. Протон в лабораторной системе вылетал в заднюю полусферу, передавая дейтрону импульс больше 1 ГэВ/с, а дейтрон летел вперед с энергией, в сотни раз превышающей его энергию связи. Этот результат был в 1957 году подтвержден в независимых экспериментах группы М.Г.Мещерякова, и в этих же экспериментах было найдено квазиупругое выбивание дейтронов из ядер [2]. Естественно, что эти данные активно обсуждались, а с некоторого момента очень подробно с Д.И.Блохинцевым.

С самого начала, как альтернатива условиям применимости импульсного приближения, которая хорошо описывала упругое pd -рассеяние на малые углы, но не работала при описании данных о pd -рассеянии на большие углы, было предположено [1], что протон взаимодействует с тесной парой нуклонов, когда расстояние между ними меньше, чем длина волны налетающей частицы, что существует взаимодействие трех частиц. Обратное pd -рассеяние вошло в мою кандидатскую диссертацию, одним из оппонентов которой был Д.И.Блохинцев. Кроме канонического текста в прозе, она была написана стихами. Я рискну их здесь привести.

Задача наша - измерение
 pd - упругого сечения.
Гигантский синхроциклотрон

Нам быстрый выдает протон.
Затем бросаем мы его
В контейнер с чистой D_2O .
Здесь происходит столкновение,
И всем умам на удивление:
Не взад, не вбок, почти вперед
Летит тяжелый водород.
Каков же вывод мудрых лиц?
Открыт эффект от трех частиц.
Да будет славен средь веков
Мой шеф М. Г. Мещеряков.

Вот для объяснения "эффекта от трех частиц" и было введено Д. И. Блохинцевым понятие флюктона в работе [3] "О флуктуациях ядерного вещества". Я горжусь, что Дмитрий Иванович в этой работе благодарил меня, тогда еще мальчишку, за "многие ценные обсуждения". Я благодарен ему, что он привлек меня к активному участию в обсуждениях.

В научной жизни очень часто не ясно - где, как родилась та или иная идея, тот или иной взгляд на вещи, который потом считают чуть ли не естественным. Здесь уместно сказать следующее. К необходимости рассмотрения взаимодействий налетающих частиц с несколькими нуклонами ядра приводили экспериментальные данные о поглощении остановившихся пионов, вылете высокоэнергичных ядер-фрагментов. И пространственные корреляции нуклонов в ядрах, в том числе тесные корреляции, достаточно широко обсуждались в середине 50-х годов [4], но роль корреляций сводилась к обеспечению высокоимпульсной компоненты нуклона в ядре, тогда как взаимодействие с флюктоном рассматривалось Блохинцевым как с целым, хотя, конечно, ничего не было сказано, да и не могло быть сказано, о силах и механизме взаимодействия налетающей частицы с флюктоном.

Дальше я ничего не буду говорить о Дмитрии Ивановиче Блохинцеве, но человек жив, пока жива, т.е. развивается его мысль, его идея. Постараюсь дальше рассказать, как исследовались флюктоны и как развивалось само понятие о флюктоне.

Сразу после обнаружения обратного pd -рассеяния была предпринята отчаянная попытка обнаружения обратного упругого pC -рассеяния в эксперименте на внутренней мишени реверсированного синхротрона [5]. Этот короткий эксперимент позволил использовать пучок большой интенсивности и отлаженный тракт, но не привел к положительному результату, дав для тех времен приличное ограничение на дифференциальное сечение в несколько нанобарн. Вскорости в экспериментах группы Комарова [6] были обнаружены при 660 МэВ обратные упругие рассеяния на ядрах гелия, но не найдено pLi - обратное рассеяние. В 1961 году в опытах на внутреннем пучке ускорителя ИТЭФ было прослежено быстрое падение обратного pd -рассеяния, вплоть до энергии 3,7 ГэВ [7]. Стало ясным, что сечения упругого взаимодействия налетающего протона с флюктоном очень малы и стремительно падают с ростом начальной энергии и массы флюктонов. Поэтому искомый пик квазиупругого pd -рассеяния на углероде и меди при энергиях 1.15, 3.66 и 5 ГэВ не был и не мог быть обнаружен на мощном фоне протонов, вылетающих из ядер назад в л.с.

На рис. 1 показан спектр протонов, вылетающих под углом 157° в л.с., в упомянутом выше эксперименте из углерода при энергиях 1.15, 3.66 и 5 ГэВ и из углерода и меди при энергии 5 ГэВ. Здесь же на оригинальном рисунке из работы [8] 1966 года стрелками показаны ожидаемые положения пиков от упругого pd , pT и pHe^4 -рассеяний. Ясно, что это те минимальные значения масс флюктонов, с которыми должна столкнуться налетающая частица, чтобы из ядра мог вылететь протон данной энергии. Видно, что наблюдались с относительно небольшим сечением протоны от неупругих реакций при взаимодействии налетающей частицы с несколькими нуклонами. В работе обсуждался и отвергался, как основной, механизм ядерного каскада, указывалось, что механизм испарения приводит к неразумно большому в ядерных масштабах температурам, отмечалось, что взаимодействие с высокоимпульсным нуклоном приводит к взаимодействию с тесной корреляцией, и спектры описывались кривыми фазового объема для неупругих реакций на подструктурах

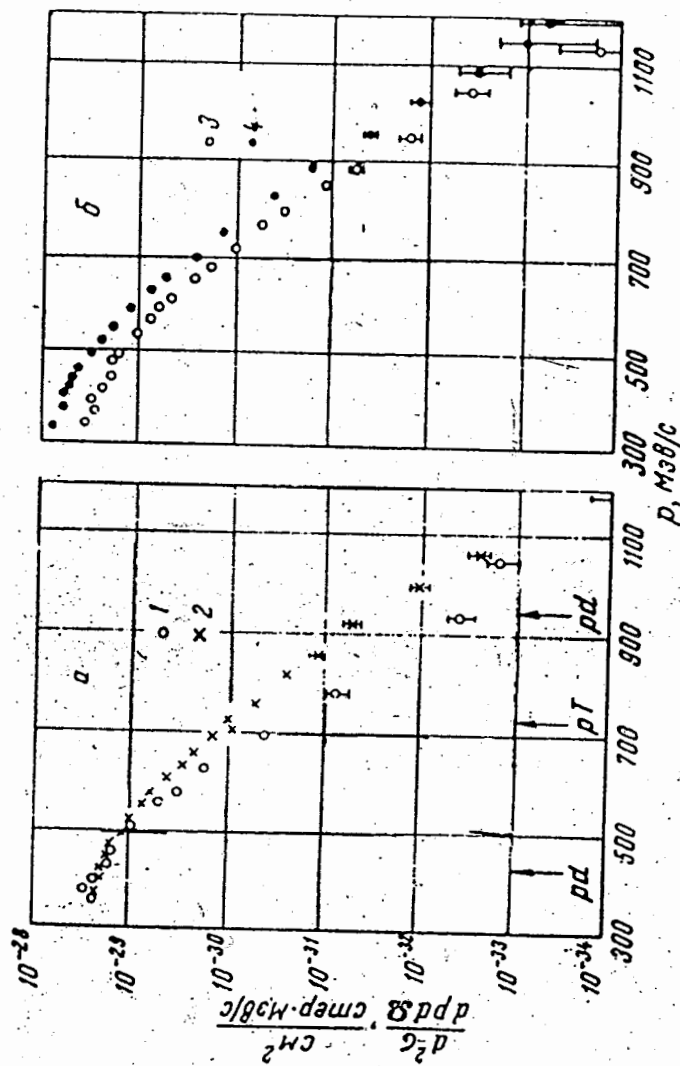


Рис.1

типа α -частиц. В работе было отмечено подобие спектров протонов из разных ядер и слабая зависимость от начальной энергии.

В 1971 году в 1-ом номере нового и уже поэтому непопулярного издания - "Краткие сообщения по физике" ФИАН появилась важная статья А.М.Балдина: "Масштабная инвариантность адронных столкновений и возможность получения пучков частиц высоких энергий при релятивистском ускорении многозарядных ионов" [9]. Работа посвящена ответу на вопрос - существуют ли кумулятивные частицы, т.е. частицы с энергией большей, чем энергия ускоренного иона в пересчете на 1 нуклон. В работе следует прежде всего отметить общий автомоделный подход к задаче, ясное указание на доминирующую роль существенно неупругих и неравновесных процессов, аналогич с глубоко неупругими реакциями физики элементарных частиц. В силу общности подхода автор не рассматривает детально механизм образования кумулятивных частиц, тем более мне не ясно, зачем он дважды подчеркивает, что "пространственные характеристики не играют существенную роль при столкновении адронов и ядер при высоких энергиях", что "столкновения частиц высоких энергий определяются гидродинамическими свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов". Автор положительно отвечает на поставленный им вопрос о возможности существования кумулятивных частиц*, считает актуальным и важным экспериментально проверить это утверждение и ставит вопрос: "начиная с какой энергии, начнет осуществляться автомоделный режим при столкновении релятивистских ядер".

* Последняя фраза благодарностей в статье А.М.Балдина: "Как мне стало известно, Г.Н.Флеров еще несколько лет назад высказывал мысль о возможных кумулятивных эффектах при соударении релятивистских ядер". Г.Н.Флеров говорил мне, что он знал о флуктонах и об обсуждаемых выше экспериментах.

В том же 1971 году был сделан эксперимент на пучке дейтронов, где был получен спектр кумулятивных пионов [10]. Ясно из сказанного выше, что ответ на вопросы, поставленные А.М.Балдиным, уже содержались в результатах работы [8] 1966 года, но в антилабораторной по отношению к ионному пучку системе и для протонов. Подавляющее большинство дальнейших исследований, в том числе и авторами [10], велись в лаб. системе относительно покоящегося ядра мишени. В 1973 году в ИТЭФ данные работ 1966 года [8] вместе с некоторыми другими данными были реанализированы [11] и было показано, что нормированная инвариантная функция, описывающая спектры кумулятивных протонов

$$\rho = \frac{f}{\sigma_{tot}} = \frac{E \cdot d^2\sigma \cdot 1}{p^2 \cdot dpd\Omega \cdot \sigma_{tot}}$$

где E и p - полная энергия и импульс вторичной частицы, σ_{tot} - сечение взаимодействия налетающей частицы с ядром, асимптотически не зависит от начальной энергии и сорта налетающих частиц, форма спектра не зависит от A - ядра, т.е. имеет место ядерный скейлинг [12] или предельная фрагментация. В работах группы Ставинского [13] были получены данные о сильных A -зависимостях выходов кумулятивных протонов - $A^{1.4}$ и пионов - A^1 , из этих зависимостей был сделан вывод о локальном характере взаимодействия налетающей частицы, обнаружены кумулятивные K -мезоны.

Упомянутые две группы экспериментаторов в ИТЭФ и в ЛВЭ ОИЯИ в последующем оставались лидерами исследований образования кумулятивных частиц или шире - глубоконеупругих ядерных реакций [14], но число работ росло лавинообразно, вовлекая все более широкий круг как экспериментаторов, так и теоретиков. Сегодня, я думаю, работ несколько сотен. Достаточно сказать, что, скажем, исследованиям кумулятивных лямбда-частиц или образованию кумулятивных протонов под действием нейтрино уже посвящено по десятку публикаций физиков России, США, Японии и Европы. В этих работах, вышедших сегодня за рамки инклюзивного подхода, выполненных разной методикой и при различных условиях, были подробно изучены свойства глубоконеупругих ядерных реакций (ГНЯР), подтверждены

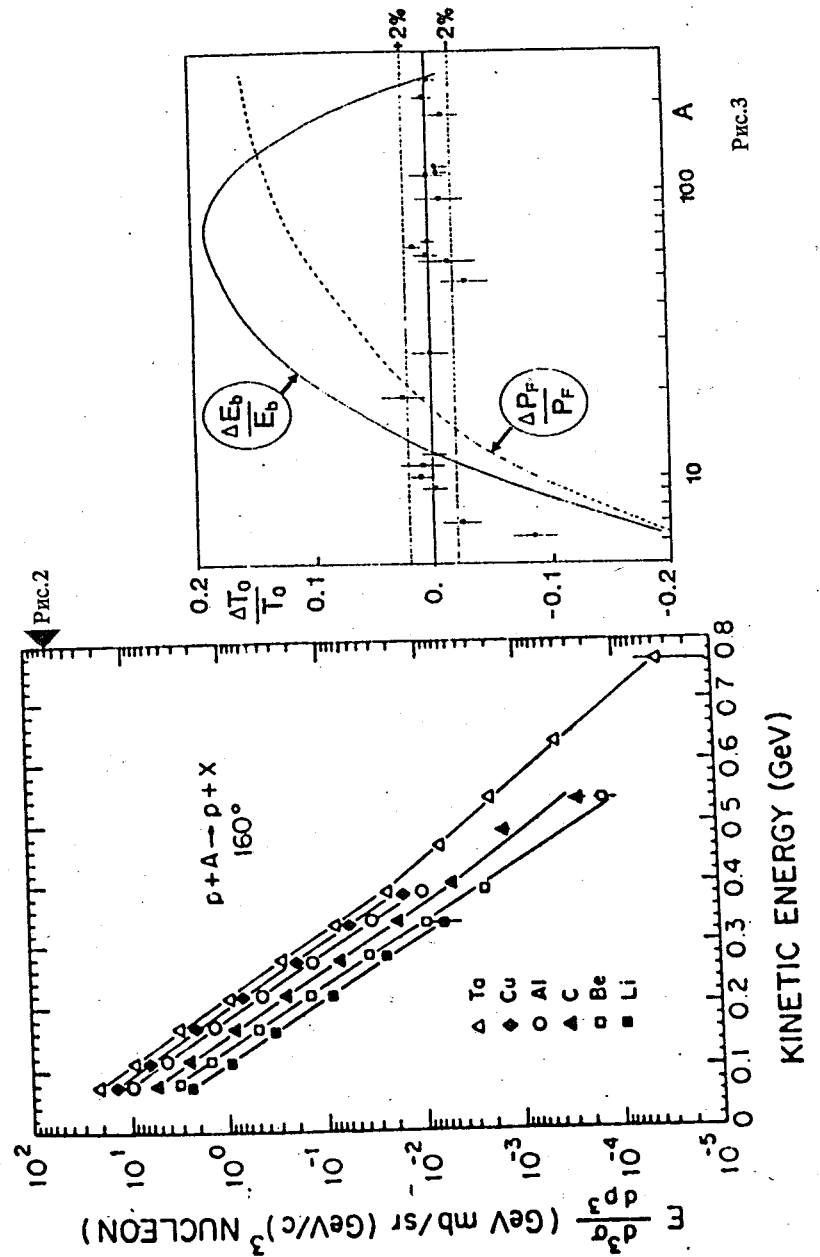
закономерности ядерного скейлинга, выход на скейлинговое поведение, иерархия выходов, обнаружены зарядовые и изотопические эффекты, получены сведения о пространственно-временной картине взаимодействия, оценена энергия, теряемая на возбуждение ядра налетающей частицей на 1 ферми-пути в 1-2 ГэВ/ферми и т.д. [13, 15, 16].

Поток теоретических работ был не только велик, но и разнообразен. Проблема заключается в том, что надо описать взаимодействие налетающей частицы с несколькими "нуклонами" в ядре. Многотельная задача, да еще с неизвестным взаимодействием между объектами заставляла либо сознательно идти на упрощение, рассматривая взаимодействие налетающей частицы с одним быстро движущимся нуклоном, либо на термодинамический подход, рассматривая высокотемпературное испарение или развал системы по фазовому объему. Среди работ первого направления надо отметить широко сейчас известную на западе модель Франкфурта и Стрикмана [17], согласно которой налетающая частица взаимодействует с отдельным нуклоном в тесной паре (или тройке и т.д.), остальные нуклоны выступают как зрители. Мне всегда такой подход казался непоследовательным, хотя бы из-за того, что необходимый высокий импульс нуклоны в паре могут приобрести, лишь будучи на расстоянии меньшем, чем длина волны налетающей частицы с энергией порядка 1 ГэВ, где уже для легких ядер наблюдается скейлинг, и меньше, чем расстояние между кварками в нуклоне. Не случайно для описания спектров кумулятивных протонов авторы модели считают, что налетающая частица взаимодействует с нуклоном в паре, движущимся вперед, а для описания спектров Λ , Π , K и т.д. с нуклонами, движущимися назад. Вместе с тем модель неплохо описывает инклюзивные данные при соответствующих предположениях о вкладах разных корреляций, дает ряд предсказаний о корреляциях частиц, вылетающих в результате взаимодействия. Среди "термодинамических" моделей я бы вспомнил, как пример, так называемую "киевскую" модель Зиновьева-Горенштейна [18]. Я не буду здесь комментировать эту модель, поскольку сами авторы сегодня стали ее рассматривать на кварковом уровне. Наконец, здесь я должен сказать о том, что понятие флуктона было развито

применительно к кумулятивным частицам Лукьяновым, Буровым и Титовым [19]. Более подробный обзор разных моделей можно найти в [20], где прослежена тенденция их развития. Скажу лишь еще об одной бытующей классификации моделей. Различают модели, где объект (флуктон), из которого вылетают кумулятивные частицы, предсуществует и модели, где он образуется в процессе взаимодействия. Такая классификация мне представляется мало-существенной, так как, строго говоря, волновые функции (и это применительно к рассматриваемым процессам объяснили Франкфурт и Стрикман) надо рассматривать на световом конусе. Переход на световой конус естественен на кварковом уровне рассмотрения, т.к. в этой системе определены кварковые структурные функции.

После несколько затянувшегося, но сверхкраткого обзора ситуации с образованием кумулятивных частиц вернемся к флуктону, прежде всего к тем экспериментальным данным, которыми мы располагаем сегодня. Рассмотрим форму спектра кумулятивных частиц. Она в хорошем приближении не зависит от А-ядра, как это видно из рис.2, где представлены для примера спектры протонов, вылетающих из разных ядер под углом 160° под действием протонов с энергией 400 ГэВ/ [21]. На рис. 3 показаны отношения отклонения параметра наклона данного ядра от среднего наклона к среднему наклону в зависимости от А-ядра. Здесь же приведены зависимости от А энергий связи ядер и ферми-импульсов. Видно, что наклоны спектров остаются, начиная с $A=6$, где еще чувствуется влияние кинематических границ, постоянными с точностью не хуже 2%, в то время, как энергия связи и ферми-импульсы меняются значительно сильнее [22]. Это значит, что наклоны характеризуют не отдельные ядра, а ядерную материю, а т.к. речь идет о спектрах кумулятивных частиц, флуктоны в ядерной материи.

Характерный наклон спектров кумулятивных протонов соответствует характерному импульсу порядка 500 МэВ/с. Уже отсюда видно, что характерный размер флуктона порядка и меньше размера нуклона. Размер флуктона может быть оценен из других независимых данных, а именно из измерений корреляций двух кумулятивных частиц с малыми относительными скоростями. Если бы в ядре было только одно взаимодействие, то измеренный размер



был бы характерным размером флуктона. Взаимодействие налетающего адрона с флуктоном вдоль его пути в ядре обычно не одно, так что в результате измерений получается размер длины пути частицы в ядре-мишени - порядка размера ядра. На рис.4 [23] для примера приведена корреляционная функция для двух кумулятивных протонов, вылетающих из ядер углерода и свинца в зависимости от их относительного импульса. Сплошные кривые на рисунке отвечают теоретическим кривым [24], соответствующим размерам 3 и 5 ферми соответственно, что неплохо совпадает с радиусами этих ядер. Рис.5 поясняет, какие процессы влияют на теоретические кривые рис.4. Определяющую роль для протонов в изученной области играет сильное взаимодействие. Оно, как и электромагнитное взаимодействие, зависит лишь от модуля расстояния, в то время как небольшой, но присутствующий интерференционный член, обусловленный в данном случае принципом Паули, зависит отдельно от продольного и поперечного размера источника кумулятивных протонов. Ясно, что поперечный размер как раз порядка размера флуктона точнее ограничивает его сверху. На рис.6 [25] показана корреляционная функция R_{pp} двух кумулятивных протонов из ядра свинца в зависимости от q_{\perp} при малом q_{\parallel} и от q_{\parallel} при малом q_{\perp} . Четко виден интерференционный эффект и такой, что продольный размер больше поперечного, который по оценкам порядка 1 ферми, т.е. порядка размера нуклона. Здесь надо подчеркнуть, что приведенная величина именно оценка, и движение в направлении исследований размеров и формы области взаимодействия кажется очень перспективным.

Рассмотрим теперь данные рис.7 [26], где вновь показана инвариантная функция кумулятивных протонов, на этот раз вылетающих из медной мишени под углом 119 градусов под действием протонов с энергией 10 ГэВ и в зависимости от переменной светового конуса $\alpha = (E - p \cdot \cos\theta)/m_p$ вместе с инвариантными функциями Π^{\pm} , K^{\pm} , P . В условиях работы [26] α мало отличается от кумулятивного числа и в каждой точке дает нижнюю границу на массу того объекта, с которым взаимодействует налетающая частица, чтобы образовать

Рис.4

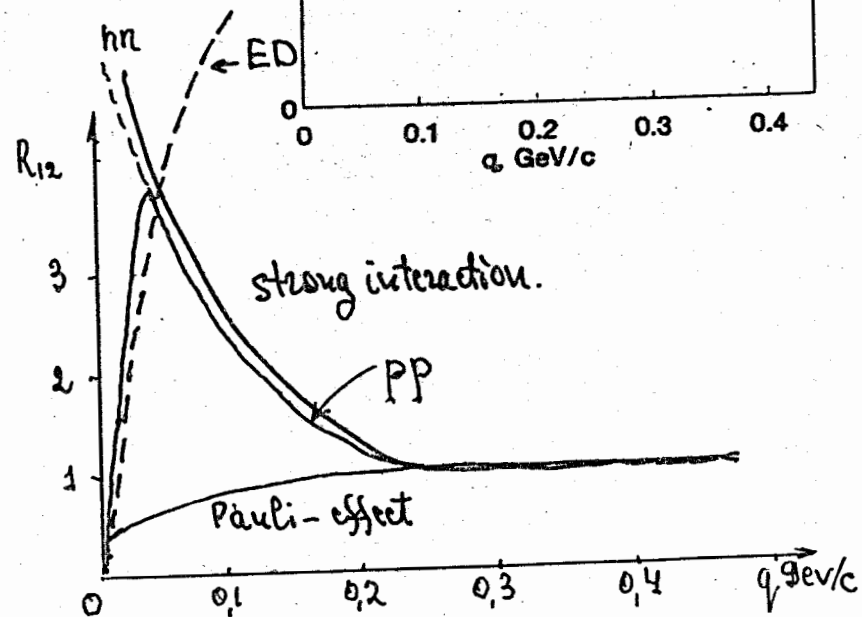
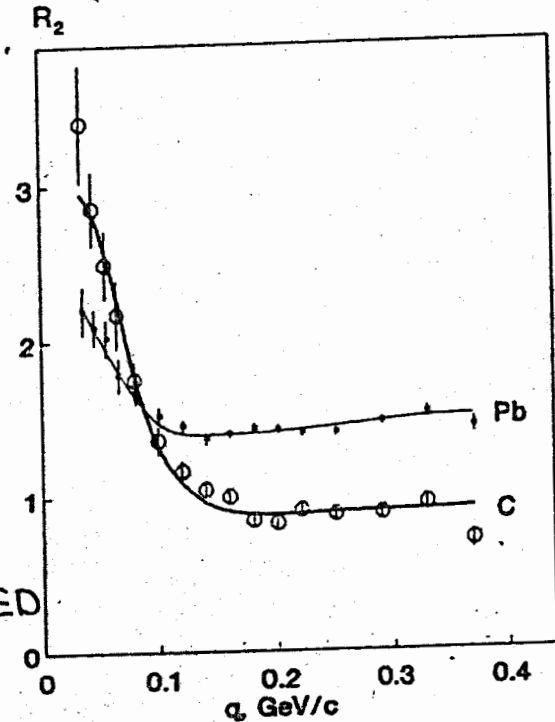
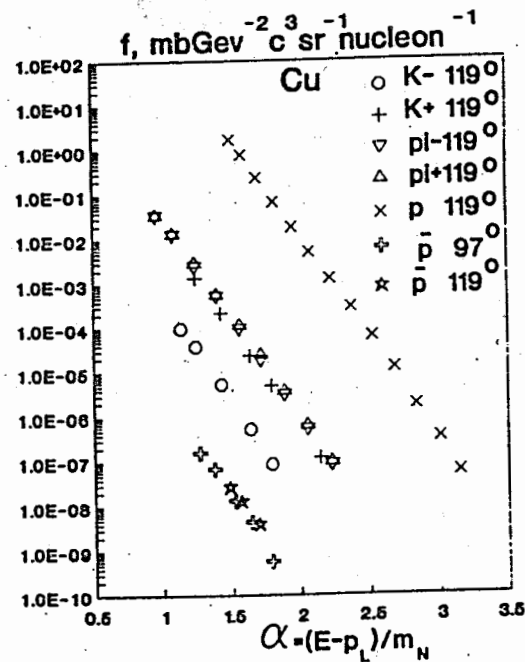
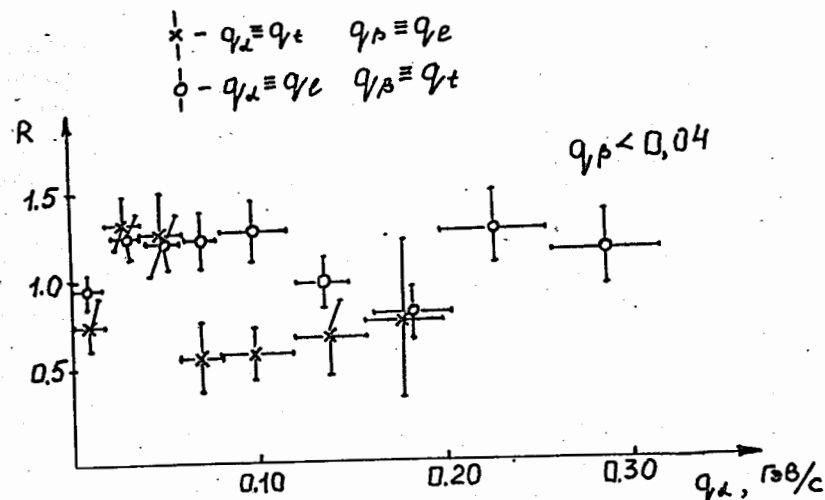


Рис.5

соответствующую кумулятивную частицу. Видно, что спектры всех перечисленных частиц подобны. По-видимому, тот же наклон имеют спектры кумулятивных p , Λ , Δ , хотя спектры этих частиц, строго говоря, измерены не точно в тех же условиях и в существенно меньшем диапазоне α . Кстати, вывод о подобии спектров остается справедливым, по крайней мере, качественно и при использовании других переменных. Это явление, названное суперскейлингом, кажется сегодня одним из убедительных свидетельств в пользу того, что процесс образования кумулятивных частиц происходит на кварковом уровне, говорит в пользу одного общего источника различных кумулятивных частиц. Другие характеристики процесса: приблизительно одинаковая A -зависимость (если правильно учесть кинематические границы), угловые распределения, выход на скейлинговое поведение не противоречат суперскейлингу. Из подобия спектров видно, что одинаковы размеры флуктонов, точнее области, из которой вылетают кумулятивные частицы. Все это отвечает старым простым комбинаторным соображениям: сборанием за счет флуктуации нескольких нуклонов в заданном объеме порядка объема нуклона.

Обратим внимание, что наклон в пределах ошибок не меняется с ростом α , т.е. плотность флуктонов растет. Это значит, что флуктоны имеют плотность порядка и выше плотности нуклона. Если исходить из данных рис.7, и считать экспоненциальный спектр выражением для вероятности собраться нуклонам во флуктон с массой M на время $\Delta t - e^{-M\Delta t}$ ($\hbar = c=1$), то из наклона спектра не трудно найти, что при $\alpha = 4$ плотность флуктона порядка 2 ГэВ/ферми³, тогда как плотность нуклона 0.7 ГэВ/ферми³, а ядерная плотность 0.17 ГэВ/ферми³ [27]. При таких плотностях, наличии суперскейлинга, гладкости спектров, очевидно, бессмысленно говорить о взаимодействиях с отдельными нуклонами, об образовании кумулятивных частиц в результате квазисвободных перерассеяний и проч. Естественно рассматривать взаимодействие налетающих частиц с виртуальным многокварковым мешком, из которого вылетают кварки и как то - не будем сейчас дискутировать этот вопрос - адронизуются в ядерной материи, превращаясь в наблюдаемые частицы.



Первым среди теоретиков написал о взаимодействии кварков с кварками, как причине появления кумулятивных частиц, по-видимому, Ефремов А.В. [28]. На Гайдельбергской конференции в 1984 году Балдин А.М. в широкой публичной дискуссии отстаивал то необычное для большинства присутствующих мнение, что спектры кумулятивных мезонов напрямую отражают структурные функции кварков в ядрах. Если в ядрах существуют и играют заметную и растущую с A роль многокварковые мешки, то естественно отличие структурной кварковой функции адрона и ядра не только при $X_F > 1$, это тривиально, но и при $X < 1$ в области так возбужденного всех ЭМС-эффекта. Кстати, говоря об истории, мне кажется не случайным, что ЭМС-эффект был обнаружен группой, работавшей одновременно и на общем нейтринном пучке с группой BCDMS, где сотрудниками Балдина под руководством И.Савина была предпринята попытка прямого измерения кварковой функции ядра при $X > 1$. К сожалению, она не дала ясного ответа о справедливости гипотезы Балдина, и трудная задача измерения кварковой структурной функции ядра при $X > 1$ остается актуальной.

Вернемся к экспериментальным данным. На рис.8 [29] показаны отношения выходов кумулятивных нейтронов и протонов из тяжелых ядер свинца и урана под действием протонов (левые рисунки) и пионов (правые рисунки). В правых рисунках выходы считались как полусуммы выходов под действием Π^+ - и Π^- - мезонов, чтобы исключить существующий зарядовый эффект: влияние на выходы частиц заряда налетающей частицы. Из рисунков видно, что, начиная с некоторой энергии или некоторого значения переменной α , спектры нейтронов не только подобны спектрам протонов, но и n/p отношение приближается к единице и много меньше отношения нейтронов к протонам в тяжелых ядрах, где оно порядка 1,5. Это явление, названное изосимметризацией, может означать, что либо флуктоны изосимметричны, либо это прямое указание, что реакция идет на кварковом уровне, и отношение $n/p = d/u$ кварков в ядре, которое даже для урана равно 1,15, что не противоречит экспериментальным результатам.

В пользу изосимметризации флуктона говорит и тот факт,

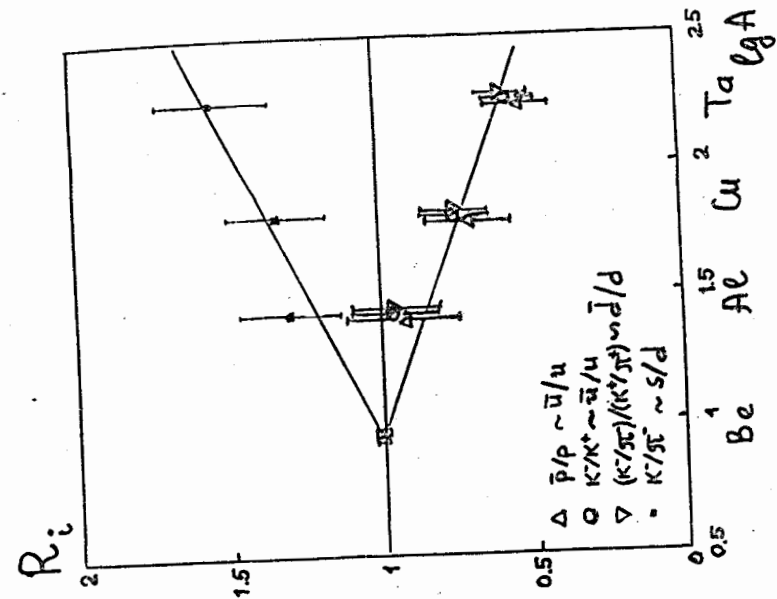


Рис.9

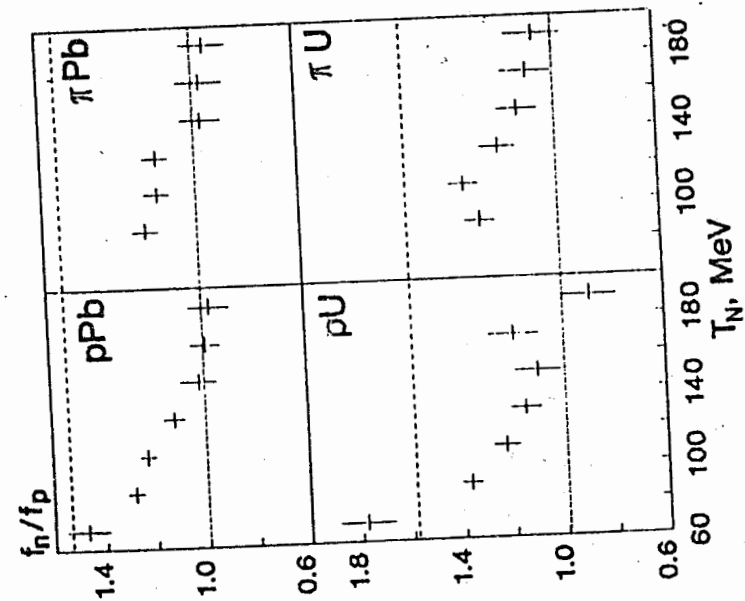


Рис.8

что отношения выходов Π^+ - и Π^- - мезонов из тяжелых ядер приблизительно 1 [30] (см. также рис.7), хотя, строго говоря,

$r_1 = \Pi^+/\Pi^- \sim \frac{d\bar{u}}{\bar{u}d}$. Но к выводу об отношении

$\frac{d}{\bar{u}} = 1,0 \pm 0,1$ во флуктоне можно придти, рассматривая A-зависимости более широкого круга отношений, а именно

$$r_2 = \frac{K^-}{K^+} \sim \frac{\bar{u}}{\bar{d}}, \quad r_3 = \frac{K^- \pi^+}{\pi^- K^+} \sim \frac{\bar{d}}{\bar{u}} \quad \text{и} \quad r_4 = \frac{K^-}{\pi^-} \sim \frac{s}{\bar{d}}.$$

На рис.9 [26] показана A-зависимость отношений $R_i = \frac{r_i^A}{r_i^{Be}}$,

где $i = 1, 2, 3, 4$. Если флуктоны являются кварковыми системами, то в соответствии с принципом Паули в них разрешено рождение фермионных пар $\bar{u}u$ и $\bar{d}d$ только на вакантные для u и d уровни. С ростом A из-за большего вклада в сечение тяжелых флуктонов, вакантные уровни в которых расположены выше, рождение пар $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ требует все больших затрат энергии, что должно приводить к падению R_2 , R_3 . Поскольку число кварков во флуктонах не определено, введем, следуя [31] полные импульсы $U_A = \frac{1}{A} \int_1^A u(\alpha) d\alpha$, $D_A = \frac{1}{A} \int_1^A d(\alpha) d\alpha$, которые несут в системе с бесконечным импульсом все u - и d -кварки флуктонов ядра A. Будем полагать, что величины отношений \bar{u}/u и \bar{d}/d являются монотонными функциями U_A и D_A , т.е. $R_2 = \varphi(U_A/U_{Be})$, $R_3 = \varphi(D_A/D_{Be})$. Из равенства в пределах ошибок измерений величин R_2 и R_3 следует, что $D/U = 1,0 \pm 0,1$ для всех A. Подчеркнем, что выше проведены рассуждения с использованием принципа Паули на кварковом уровне.

Обратим теперь внимание на абсолютное значение отношения K^+/Π^+ в достаточно тяжелом ядре. Оно, как видно из рисунка 7, уже на меди около 1, и с ростом A растет. Это удивительный факт: если есть ускоренный пучок ионов с энергией всего 10 ГэВ/нуклон, то число рожденных K^+ и Π^+ с одинаковым импульсом, но энергия которых выше, чем энергия пучка на 1 нуклон, равно. Отметим, что такое поведение - усиленное рождение странных частиц - является признаком кварк-глюонной плазмы.

Другой сигнатурой образования кварк-глюонной плазмы

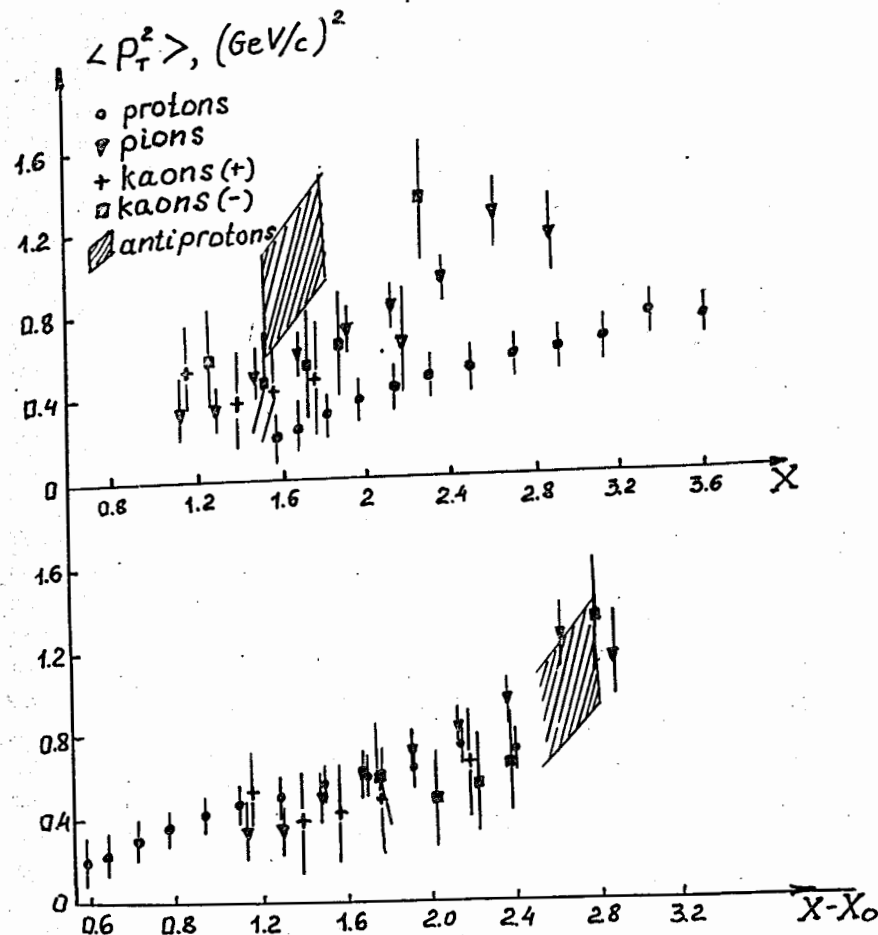


Рис.10

является рост $\langle P_{\perp}^2 \rangle$. Рис. 10 [26] иллюстрирует поведение $\langle P_{\perp}^2 \rangle$ от α в ГНЯР на ядре тантала. Виден рост средних квадратов перпендикулярных импульсов вплоть до $1,5 \text{ GeV}^2/c^2$. Что раздражает на рисунке, так это видимая разница роста для разных вторичных частиц при уже отмеченном выше подобии их других свойств. Любопытное наблюдение: если на рис.7 сдвинуть все кривые в одну, то при соответствующей сдвиге кривых рис.10 получится рис.11, где, как видно, разные вторичные частицы вполне удовлетворительно ложатся на одну зависимость. Какая-то сдвигка была ожидаема (см., например, [32]), т.к. адронизация кварков, вылетающих из флюктона, происходит не в вакууме, а в ядерной барионно-насыщенной среде.

Выше уже говорилось о переходе на рассмотрение рождения кумулятивных частиц на кварковом уровне. Не давая тут обзора работ, скажу лишь, что остаются два подхода: динамический и "термодинамический". Представителям первого направления могут служить работы Ефремова, Кайдалова и др. [33], которые кажутся сегодня наиболее продвинутыми и связанными с описаниями многих процессов с элементарными частицами. Во втором направлении можно упомянуть модель Косова [34], удобную тем, что она доведена до программы, которой можно воспользоваться не только для расчета спектров кумулятивных частиц, отвечающих разным начальным условиям, но и корреляций между ними. Расчеты при уже фиксированном наборе параметров удовлетворительно описывают экспериментальные данные там, где сравнения проводились.

Итак, флюктоны на сегодняшний день представляются как временные многокварковые образования ядерной материи с размером порядка размера нуклона и плотностью выше нуклонной. Возможно, что это капельки барионнонасыщенной кварк-глюонной плазмы [35]. Флюктоны различны по своим параметрам, в частности, по массе, у них разные кварковые структурные функции и отличные от нуклонных, но кварковую структурную функцию ядра определяют скорее не они, а распределения вероятности образования разных флюктонов в ядерной материи. Кажется очевидным, что это распределение определяет и такие процессы, как подпороговое рождение частиц, двойную перезарядку, дважды подпороговое рождение частиц на пучках ионов, ожидаемое рождение

дваждыкумулятивных частиц, возможные лишь при столкновении ядер, точнее двух флюктонов в них. В этом направлении интересно изучить взаимодействие нуклонов и флюктонов с флюктонами, как взаимодействие "элементарных частиц". С другой стороны, флюктоны — представители сверхплотной звездной материи на Земле. Можно ли и как, исследуя реакции на флюктонах, изучить состояния звездной материи? Принципиальные возражения: флюкton не равновесный объект с малым числом степеней свободы. Я думаю, степеней свободы, если даже считать только валентные кварки, вполне достаточно, но неравновесность — непереносимое свойство флюктонов. Он объект — и один из простейших — синергетики, но мне не известно соотношения законов синергетики и термодинамики, которые неизбежно будут изучаться. Наконец, довольно очевидно, что флюкton фрактальный объект, но мне не ясно, что следует из этого заключения.

За 35 лет мы многое узнали о флюкtone. Узнать о нем предстоит больше.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Лексин Г.А. ЖЭТФ, 32, 445 (1957).
2. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ 33, 1185 (1957).
3. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ 33, 1295 (1957).
4. Bueckner K., Eden R., Francis N. Phys. Rev. 98, 1445 (1955).
5. Лексин Г.А., Кумехин Ю.П. ЖЭТФ 33, 1147 (1957).
6. Комаров В.И., Косарев Г.Е., Савченко О.В. ЯФ, 11, 711 (1970).
7. Барков Ю.Д. и др. ЯФ, 3, 283 (1966); 5, 237, (1967); 8, 348 (1968).
8. Барков Ю.Д. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ. XXX, 521 (1966), ЯФ, 5, 337 (1967).
9. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике N 1, Изд. АН СССР 35, (1971).
10. Балдин А.М. и др. Препринт ОИЯИ P1-5819 (1971), ЯФ 1879 (1973).
11. Барков Ю.Д. и др. ЯФ, 18, 1246 (1973).

12. Лексин Г.А. Элементарные частицы. IV школа ИТЭФ, Атомиздат, М., вып. 2, с. 5 (1975), Препринт ИТЭФ 147, (1976).
13. Ставинский В.С. ЭЧАЯ 10 в.5 (1979); Препринт ОИЯИ 1-80-488 (1980).
14. Барков Ю.Д. и др. ЯФ, 42, 185 (1985).
15. Leksin G.A. Proceedings of the 6-th Balaton Conference of Nucl. Phys. 83, 165 (1983).
16. Лексин Г.А. VII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, стр. 202 (1988); VIII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, т.1, стр. 259 (1986).
17. Frankfurt L.L., Strikman M.J. Phys. Rep. 76, 215 (1981).
18. Gorenstein M.J., Zinoviev G.M. Phys. Lett. 67B, 100 (1977).
19. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Препринт ОИЯИ Р-2 9570 (1976).
20. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. "Элементарные частицы". Труды X Школы ИТЭФ, вып. 1, стр. 46 (1983) Энергоиздат, М.
21. Bayukov Yu.D. et al. Phys. Rev. C 20, 764 (1979).
22. Гаврилов В.Б. и др. Препринт ИТЭФ-96, (1985).
23. Барков Ю.Д. и др. ЯФ, 50, 1023 (1989).
24. Ледницкий Р. Любошиц. ЯФ, 35, 1316 (1982).
25. Власов А.В. и др. ЯФ, 36, 915 (1982).
26. Бояринов С.В. и др. ЯФ, 56 (1993).
27. Бояринов С.В. и др. ЯФ, 50, 966 (1989).
28. Ефремов А.В. ЯФ, 24, 1208 (1976).
29. Барков Ю.Д. и др. ЯФ, 41, 158 (1985).
30. Балдин А.М. и др. ЯФ, 20, 1201 (1975); Бояринов С.В. и др. ЯФ, 46, 1472 (1987).
31. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. Изд. "Наука", М., 1981.
32. Балдин А.М. и др. Препринт ОИЯИ Р-1-83-432 (1983).
33. Ефремов А.В. и др. ЯФ, 47, 1364 (1988).
34. Косов М.В. и др. Препринт ИТЭФ-165 (1984), Препринт ИТЭФ-11, (1992).
35. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. Препринт ИТЭФ-37 (1990); Бояринов С.В. и др. Препринт ИТЭФ-109 (1990).

Nuclear Structure Functions and Blokhintsev's Fluctons

G. I. Lykasov

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

Abstract

The short review of the problem about structure functions of nucleons and nuclei and the relation of these ones to fluctons suggested by D.I. Blokhintsev is presented. A new approach of the construction of quark distribution in nuclei is suggested.

1. Introduction

This paper is dedicate to the development of th idea suuggested by D.I. Blokhintsev in 1957 [1] for the explanation of experimental data about the direct knockout of fragments from nuclei [2,3]. Actually these papers were the beginning of a new investigation of nuclear structure at short distances. In this connection the production of particles in hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions in the kinematical region forbidden for the interactions of hadrons with free nucleons (the so-called cumulative processes) is one of the main sources of information about the nuclear structure function. This kinematical region corresponds to the Feynman variable $x_F > 1$ (with respect to a single nucleon cluster) what from the parton model point of view corresponds to fragmentation of an object heavier than the nucleon. The cumulative phenomena were discovered in early seventies and were intensively investigated during last twenty years [4]. Usually this phenomena are considered in the initial energy region where the production cross section became approximately constant (in the region of the so-called nuclear scaling).

One of the most striking phenomenon here is the production of cumulative K^- -mesons and antiprotons, i.e., those particles which contain no nuclear valence quarks in their structure. The ratio of the yield of this particles to ones which contain the nuclear valence quarks (e.g. K^-/K^+ or \bar{p}/π^-) experimentally became constant in the region $x_F > 1$ in contrast with quick decrease of the ratio on hydrogen when $x_F \rightarrow 1$. This phenomenon has no explanation in any model where nucleus is made of nucleons.

Now there are many theoretical models used for a description of these phenomena [5, 6]. All these models can be divided into "hot" and "cold" ones [7] i.e., the models in which the massive object is created by an incident hadron

[8-10] (due to either the multiple rescattering and "charge-exchange" or due to a fireball formation, etc.) and the models assuming the existence of such objects as an inherent property of the nuclear structure.¹ The latter are considered as a fluctuations of the nuclear matter density originally proposed by D.I. Blokhintsev [1] for the explanation of intensive nuclear fragment knockout and the production of high momentum backward protons [2, 3]. They are regarded now either as a multiquark configurations [11-14] or as a few-nucleon correlations [14, 15]. The distinction of these two objects is in different average momentum fraction carried by quarks. For the latter it has to be equal to that of nucleon [16].

As a main experiment allowing one to distinguish between these two big classes of models one may think of the deep inelastic scattering of leptons on nuclei in the region of the Bjorken variable $x_B > 1$. It is because the Bjorken variable can be interpreted as a minimal target mass in the nucleon mass units and because the lepton can "see" only the structure already existing in a nucleus.

In the framework of "cold" models the production of cumulative particles in the fragmentation processes of nuclei can be considered as the fragmentation of such a massive object in the nucleus into hadrons. One can hope that the mechanism of this fragmentation is similar to that in the nucleon-nucleon interactions which is well described by the quark-gluon string model (QGSM) [17, 18] based on the $1/N$ expansion in QCD [19] and on the theory of supercritical Pomeron [20]. This model gives a unified approach to processes of the elastic hadron scattering and to the multiple production of particles at high energies [17, 18]. The parameters of the Pomeron are determined from the analysis of data on the elastic scattering and total cross sections at high energies [17, 18]. Experimental data on the multiplicity distributions of charged particles and inclusive spectra of pions, kaons, baryons (p,n, Λ) and the corresponding antibaryons were satisfactorily described in Ref. [17, 18, 20, 21].

2. General Formalism

Let us consider firstly the deep inelastic electron-nucleon scattering, i.e., $eN \rightarrow e'X$ reaction in the rest frame of nucleon. The differential cross section of this one can be written using the Geisenberg representation for the hadron current operators J_μ, J_ν in the following form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega' dE'} = C \frac{\alpha^2}{q^4} \frac{E'}{E} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}, \quad (1)$$

where $L^{\mu\nu}$ is so-called leptonic tensor:

$$L^{\mu\nu} = (\bar{u}_2 \gamma^\mu u_1)(\bar{u}_2 \gamma^\nu u_1) \quad (2)$$

¹Note however that in many respects the interpretation depends on the frame of the reference. The above classification assumes the nucleus rest frame.

and the hadronic tensor $W_{\mu\nu}$ is written in the following form

$$W_{\mu\nu} = \sum_X \langle p | J_\mu(0) | X \rangle \langle X | J_\nu(0) | p \rangle \delta^4(p + q - p_X) \quad (3)$$

or $W_{\mu\nu}$ can be written in form:

$$W_{\mu\nu} = \int e^{iqx} \langle p | [J_\mu(x), J_\nu(0)] | p \rangle d^4x, \quad (4)$$

where the following captions are introduced; $Q^2 = -q^2$; $\nu = E - E'$; $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$; $\alpha = e^2/(4\pi)$. The hadronic tensor can be presented in the form also:

$$W_{\mu\nu} = W_1(\nu, Q^2)(-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{2M\nu} + \frac{W_2(\nu, Q^2)}{M^2} [(p_\mu - \frac{pq}{q^2} q_\mu)(p_\nu - \frac{pq}{q^2} q_\nu)], \quad (5)$$

where $W_1 = \frac{K}{4\pi^2\alpha}\sigma_T$; $W_2 = \frac{K}{4\pi^2\alpha}\sigma_T$; $K = \nu - Q^2/2M$. And finally we have the expression for $\frac{d\sigma}{d\Omega dE'}$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \Gamma(\sigma_T + \epsilon), \quad (6)$$

where $\epsilon = 1/(1 + 2(tg\theta/2)^2(1 + \nu^2/Q^2))$;

$\Gamma = \sigma_0 \frac{K\alpha}{4\pi^2} [(1 + \nu^2/Q^2)^{-1} + 2tg^2(\theta/2)]$ and $\sigma_0 = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)}$. W_1 and W_2 are related to structure functions F_1 and F_2 , respectively $F_1 = 2MW_1$ and $F_2 = \nu W_2$. In the parton model we have so-called Collan-Gross sum rule $F_2 = xF_1$. Therefore experimental data about $d\sigma/d\Omega' dE'$ and the ratio $R = \sigma_1/\sigma_T$ can give some information about the above mentioned structure functions.

So-called singlet structure function F_2N and nonsinglet one are related with quark distributions in a nucleon by the following manner:

$$F_{2N} = \sum_f x(q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)); \quad (7)$$

$$F_{3N} = \sum_f (q_f(x, Q^2) - \bar{q}_f(x, Q^2)).$$

Return now to the consideration of nuclear structure functions. In the usual potential nuclear approach it can be constructed as the Melin's convolution of the distribution of nucleons in a nucleus A and the structure function of a nucleon, i.e.,

$$F_A(x, Q^2) = T_A \otimes F_N \equiv \int_x^A T_A(\alpha) F_N(x/\alpha, Q^2) d\alpha, \quad (8)$$

where T_A is normalized by the following manner:

$$\int_0^A T_A(\alpha) d\alpha = 1 \quad (9)$$

and

$$\int_0^A \alpha T_A(\alpha) d\alpha = \frac{M_A}{Am} \simeq 1. \quad (10)$$

The equation (9) means that T_A is normalised on the baryonic number conservation, when F_A is the valence quark distribution. And (10) means the conservation of the energy-momentum, when F_A is the summed distribution of all quarks, antiquarks and gluons.

Consider now the construction of nuclear structure function at $x > 1$ suggesting the existence of multi-quark clusters in a nucleus. Let us assume that a nucleus A is made of usual A nucleons with some probability w_1 and of a $3k$ -quark collarless clusters with some probability w_k where k changes from 2 to A . This $3k$ -quark collarless cluster is analogous to the "flucton" suggested by D.I. Blokhintsev [1], i.e., k -nucleon cluster. However we consider now the quark structure of this cluster and we are interested in the distribution of quarks in this one. Then the nuclear structure function (n.s.f.) can be written in the following form:

$$F_A(x, Q^2) = \sum_{k=1}^A w_k F_k(x, Q^2); \quad (11)$$

here $F_1(x, Q^2)$ is n.s.f. when the Fermi-motion in the nucleus is taken into account and $F_k(x, Q^2)$ at $k \geq 2$ is the structure function of k -th collarless $k(3q)$ cluster. The n.s.f. $F_1(x, Q^2) \equiv F_A(x, Q^2)$, for example $F_{2A}(x, q^2)$ for symmetric nucleus as like as C^{12} can be written in the form of the following Melin's convolution, according to [22]:

$$F_{2A}(x, q^2) = \int_{x-z}^Z dz \left(\frac{Z}{A} f_A^p(z) F_{2p}\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) + \frac{N}{A} f_A^n(z) F_{2n}\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \right),$$

where Z and N are the number of protons and neutrons respectively; F_{2p} and F_{2n} are the structure functions of free proton and neutron respectively. The function $f_A^{p(n)}(z)$ has the following form, according to [22, 23]:

$$f_A^{p(n)}(z) = \int d^4p S_A^{p(n)} z \delta(z - (pq)/(PAq) M_A/M_N).$$

The probability to find k -th cluster in the nucleus w_k can be calculated using the statistic approach [4]. :

$$w_k = C_{k-1}^A \int (V_c \rho(r))^{k-1} (1 - V_c \rho(r))^{A-(k-1)} d^3r / V_0, \quad (12)$$

where $\rho(r)$ is the nuclear density normalized by the following manner

$$\int \rho(r) d^3r = 1. \quad (13)$$

$$C_{k-1}^A = \frac{A(A-1)\dots(A-(k-1)+1)}{(k-1)!}. \quad (14)$$

Here $(V_c \rho(r))^{k-1}$ is the probability that k nucleons are contained in the coherent volume V_c ; the expression $(1 - V_c \rho(r))^{A-(k-1)}$ is the probability that other $(A-k)$ nucleons are not contained in this volume. The coherence volume V_c is related to the coherence radius r_c , i.e. $V_c = \frac{4\pi}{3} r_c^3$, where r_c is the so-called coherence radius, some parameter. Using the last formula the A -dependence of w_k can be obtained. For example, for the constant nuclear density C ($C = 1/AV_0$), where V_0 is the volume of the nucleon, we have the following form for w_k :

$$w_k = \frac{A(A-1)\dots(A-(k-1)+1)}{(k-1)!V_0} \int \frac{(V_c/V_0)^{k-1}}{A^{k-1}} \times \left(1 - \frac{V_c/V_0}{A}\right)^{A-k+1} d^3r; \quad (15)$$

for $A \gg k$ we have approximately:

$$w_k \simeq \frac{A^{k-1}}{(k-1)!} \times \frac{(V_c/V_0)^{k-1}}{A^{k-1}} \times \exp(-V_c/V_0) \int d^3r \sim A. \quad (16)$$

Now we analyse how one can derive the distribution of quarks in the k -th cluster of the nucleus. Consider firstly the case of small Q^2 , $Q^2 \sim 0$. According to the quark-gluon string model [17, 18] and [20, 21] based on the $1/N$ expansion in QCD [19] the distribution of valence quarks in the nucleon has the following asymptotic behaviour at $x \rightarrow 0$ and $x \rightarrow 1$:

$$f_{q_v}^N(x) \sim x^{-\alpha_R(0)}(1-x)^{\alpha_R(0)-2\alpha_B(0)},$$

where $\alpha_R(0)$ and $\alpha_B(0)$ are the intercepts of meson and average baryon Regge trajectory $\alpha_B(0) = -0.5 - 0$ and $\alpha_R(0) = 1/2$.

On the other side this distribution can be derived by the following manner. In principle, each nucleon can be represented as Fok's column containing one valence quark, as the triplet in SU(3) and diquark, as antitriplet, and a lot of sea-quarks. In the simple case we can neglect sea-quarks in a nucleon. Then $f_{q_v}^N(x)$ can be written in the following form:

$$f_{q_v}^N(x) = \int q_v(x) q_{2q}(x_1) \delta(1-x-x_1) dx_1 = q_v(x) q_{2q}(1-x). \quad (17)$$

Here $q_v(x)$ and $q_{2q}(x_1)$ are the probabilities to find quark and diquark in the nucleon with the fractions x and x_1 , respectively. From the last expression and the Regge asymptotic of $f_{q_v}^N(x)$ we can write analogous asymptotic for $q_v(x)$ and $q_{2q}(x_1)$ respectively, i.e.:

$$q_{2q}(x_1) = (1-x_1)^{\alpha_R(0)-2\bar{\alpha}_B(0)} \quad (18)$$

and

$$q_v(x) = x^{-1/2}. \quad (19)$$

Now if we construct the distribution $f_{q_v}^N(x)$ taking into account see-quarks in the nucleon and assume that nucleon consists of q , qq and $2n q - \bar{q}$ pairs but see-quark distribution $q_{see}(x)$ has the same behavior as $q_v(x)$ at $x \rightarrow 0$, i.e. $q_{see}(x) \sim x^{-\alpha_R(0)}$, then analogous to (17) we can write the following expression for $f_{q_v}^{N,n}(x)$:

$$f_{q_v}^{N,n}(x) = \int q_v(x) q_{2q}(x_1) q_{see}(x_2) q_{\bar{see}}(x_3) \dots q_{\bar{see}}(x_{2n+1}) \delta(1-x - \sum_i^{2n+1} x_i) \prod_{i=1}^{2n+1} dx_i. \quad (20)$$

And substituting above-mentioned $q_v(x)$, $q_{2q}(x_1)$ and $q_{see}(x_i)$ into the last expression (20) we get after the integration of (20) the following form for $f_{q_v}^{N,n}(x)$:

$$f_{q_v}^{N,n}(x) \sim x^{-\alpha_R(0)} (1-x)^{\alpha_R(0) - 2\bar{\alpha}_B(0) + n - 1}. \quad (21)$$

This expression coincides with corresponding one presented in [20, 21] exactly. Now using this method we can derive the quark distribution in k -th cluster. Assume firstly that this one consists of k valence quark and k diquarks and neglect see-quarks because we are interested in the cinemactical region $x > 1$, where the contribution of see-quark component is small. Consider for simplicity $6q$ -cluster, then according to (17) or (20) we have for the valence quark distribution in $6q$, i.e., for $f_{q_v}^{6q}(x)$ the following expression:

$$f_{q_v}^{6q}(x) = \int q_v(x) q_{2q}(x_1) q_v(x_2) q_{2q}(x_3) \delta(2-x - \sum_{i=1}^3 x_i) \prod_{i=1}^3 dx_i. \quad (22)$$

Substituting now the above-mentioned $q_v(x)$, $q_{2q}(x_i)$ into (22) we get after the integration:

$$f_{q_v}^{6q}(x) \sim x^{-\alpha_R(0)} (1-x/2)^{2b_N + 2 - \alpha_R(0)}, \quad (23)$$

where $b_N = \alpha_R(0) - 2\bar{\alpha}_B(0)$. And we note that in the case of six-quark cluster $0 < x < 2$, therefore $q_{2q}(x_i) \sim (2-x)^{b_N}$.

In the case of any k -th cluster we get:

$$f_{q_v}^{k(3q)}(x) \sim x_k^{-\alpha_R(0)} (1-x_k)^{(2+b_N - \alpha_R(0))(k-1) + b_N}. \quad (24)$$

Here $x_k = x/k$ and b_N is the power of $(1-x)$ in the distribution of valence quarks in the nucleon. We considered now the case of $Q^2 \sim 0$ only. If we assume that this method of the derivation of $f_{q_v}^{k(3q)}(x)$ is true at any Q^2 nonequal to 0, then the expression (24) can be used at any Q^2 but it is useful to write it in the following form:

$$f_{q_v}^{k(3q)}(x, Q^2) = C_1 f_{q_v}^N(x_k, Q^2) (1-x_k)^{(2+b_N(Q^2) - \alpha_R(0))(k-1)}. \quad (25)$$

But note that this form of $f_{q_v}^{k(3q)}(x, Q^2)$ is true if the quark distribution in the nucleon $f_{q_v}^N(x, Q^2)$ has the factorised form at some Q^2 , i.e., $f_{q_v}^N(x_k, Q^2) \sim x^{-\alpha_R(0)}(1-x)^{b_N(Q^2)}$

Now for the structure function $F_2^A(x, Q^2) = x(f_{q_v}^A(x) + f_{q,ee}^A(x))$ at large x , i.e., $x > 1$, using the relation

$$f_q^A = \sum_{k=1} w_k f_q^{k(3q)}(x_k)$$

we can write the following expression for $F_2^A(x, Q^2)$:

$$F_2^A(x, Q^2) = w_1 F_2^A(x, Q^2) + F_2^{A,cl.}(x, Q^2), \quad (26)$$

where $F_2^A(x, Q^2)$ is the part of the n.s.f. corresponding to multiquark clusters in the nucleus, and it has the form, for example for the symmetric nucleus:

$$F_2^{A,cl.}(x, Q^2) = \sum_{k=2}^A w_k (1-x_k) \left(\frac{Z}{A} C_k^{(p)} F_2^p + \frac{N}{A} C_k^{(n)} F_2^n(x_k, Q^2) \right). \quad (27)$$

The coefficients $C_k^{(p)}$ and $C_k^{(n)}$ have the following form :

$$C_k^{(p,n)} = \frac{\Gamma(b_{p,n} - \alpha_R(0) + g_k + 2) \Gamma(b_{p,n} + 1)}{\Gamma(b_{p,n} - \alpha_R(0) + 2) \Gamma(b_{p,n} + g_k)}.$$

Here $\Gamma(\dots)$ are the Gamma-functions; $b_{p,n}$ are the powers of proton and neutron structure functions in $F_2^p = x^{1/2}(1-x)^{b_p}$ and $F_2^n = x^{1/2}(1-x)^{b_n}$.

Estimate now the x -dependence of the n.s.f. caused by the $6q$ -cluster in the nucleus only. We have from (23) the following expression:

$$F_2^{6q}(x, Q_0^2) \sim x^{1-\alpha_R(0)}(1-x/2)^{2b_N(Q^2)+2-\alpha_R(0)}. \quad (28)$$

If $b_N(Q^2) = 3.2$ at $Q_0^2 \cong 10$, according to [24], then we have:

$$F_2^{6q}(x, Q_0^2) \sim x^{1/2}(1-x/2)^{7.9}. \quad (29)$$

It is shown that this behavior is more hard than it is given by quark counting and more soft than it corresponds to the quark distribution in $6q$ -cluster according to the quark-gluon string model [25].

This paper is performed by the support of the Found of Fundamental Researches of Russian Academy of Sciences.

References

- [1] *Blokhintsev D.I.*// JETP 1957. v.33. p.1295.
- [2] *Leksin G.A. et al.*// JETP 1957. v.32. P.445.
- [3] *Azhgirey L.S. et al.*// JETP 1957. v.33. P.1185.
- [4] See in Proc. of X Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, USSR, 24-29 Sept. 1990. Singapore PC.
- [5] *Baldin A.M.*// Proc. Rochester Meeting APS/N.Y. 1971. P.131; EPAN 1971. v.8.
- [6] *Stavinsky V.S.*// EPAN 1979 v.10 P.949.
- [7] *Efremov A.V.*// EPAN 1982. v.13 P.613.
- [8] *Kopeliovich V.B.*// Phys.Rep. 1986. v.199. P.51.
- [9] *Kopeliovich B.Z., Nidermayer F.*// Phys. Lett. 1982. v.117B. P.101.
- [10] *Shuryak E.V.*// Jad. Fiz. 1976. v.24. P.620.
- [11] *Efremov A.V.*// Jad.Fiz. 1976. v.24. P.1208.
- [12] *Berlad G., Dar A.*// Phys.Rev. 1980. v.D22. P.1547.
- [13] *Lukyanov V.K., Titov A.I.*// EPAN 1979. v.10. P.815.
- [14] *Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I.*// EPAN 1984. v.15. P.1249.
- [15] *Strikman M.I., Frankfurt L.L.*// EPAN 1980. v.11. P.571.
- [16] *Efremov A.V.*// Tashkent Symp. on Multiparticle Dynamics. 1987. P.689, Singapore PC.
- [17] *Kaidalov A.B.*// Phys. Lett. 1982. v.116B. P.459.; JETP Lett. 1980. v.32. P.494.; Jad. Fiz. 1981.V. P.1369.
- [18] *Kaidalov A.B., Ter-Martirosyan K.A.*// Phys. Lett. 1982. v.117B. P.247.
- [19] *G. t'Hooft*// Nucl.Phys. 1974. v.72. P.461.
- [20] *Kaidalov A.B.*// X Winter School ITP Elementary particles 1983. v.2 P.3.
- [21] *Kaidalov A.B., Piskunova O.I.*// ITEP Preprint. 1985. N-149.

- [22] *Ciofi degli Ati C., Liuti S.*// Phys.Rev. 1990. v.C41, p.1100.
- [23] *Ciofi degli Ati C., Liuti S.*// Phys.Lett. 1989. v.B225, p.215.
- [24] *Boyarinov V.*// Preprint ITEP-24-93, 1993, Moscow.
- [25] *Efremov A.V., Kaidalov A.B., Lykasov G.I., Slavin N.V.*// Jad. Fiz. 1994. v. 57. P.932.

Проблема скрытого движения в квантовой теории

А. А. Тяпкин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

1. Введение

Одна из самых ярких и драматических страниц научного познания физического мира связана с возникновением концепции квантовой механики, радикально отличающейся от всего предыдущего развития предельно ясных представлений классической механики. Новая механика дала строгое количественное описание всему многообразию загадочных явлений атомного мира; ее формализм был затем с успехом применен и для описания свойств так называемых элементарных частиц, относящихся к еще более глубокому структурному уровню физического мира.

Но несмотря на достигнутые огромные успехи в познании микромира, резкое изменение прежних физических представлений породило и ряд существенных пробелов в понимании сущности установленных квантовой механикой необычных закономерностей. Эта неполнота понимания была естественным порождением трудностей усвоения своеобразных законов микромира, трудностей, преодоление которых было значительно осложнено и необычным путем феноменологического построения квантовой механики. Так, фундаментальные положения новой механики не были выведены непосредственно из ясного представления о необходимой трансформации прежней механики исходя из понимания специфики нового объекта описания. Необычным в построении квантовой механики стало и то, что сначала был, так сказать, нащупан математический каркас будущей теории из некоторых формальных соображений и лишь затем была предложена физическая трактовка величин, входящих в математический аппарат теории.

Формулировка своеобразных закономерностей микромира, связанная непосредственно с интерпретацией всего аппарата квантовой механики, и по сей день вызывает разногласия, за которыми скрываются принципиальные расхождения в понимании самой сущности установленных закономерностей. Серьезные разногласия во взглядах возникли прежде всего у ученых, непосредственно участвовавших в формировании исходных идей

новой теории. А. Эйнштейн, Луи де Бройль и Э. Шредингер не раз заявляли о своем несогласии с основными положениями копенгагенской интерпретации квантовой механики, ставшей ныне ортодоксальной под влиянием несомненного авторитета ее основателей Н. Бора и В. Гейзенберга.

1.1. О разногласиях между Эйнштейном и Бором

Подробное освещение в научной печати получила дискуссия Н. Бора с А. Эйнштейном [1]. Однако многие комментаторы этой дискуссии весьма односторонне оценивали позицию Эйнштейна лишь как полную неспособность великого ученого понять возникшую совершенно новую для всей доквантовой физики проблему познания микромира. В прежней своей статье [2] я попытался противопоставить такой необъективной оценке дискуссии свое понимание непримиримости позиций двух крупнейших ученых, выделив определенные аспекты проблемы, в которых каждый из них был полностью прав. Именно осознание собственной правоты при различии философских взглядов помешало каждому из них понять другого и прийти к взаимному согласию, столь важному для дальнейшего развития понимания всей проблемы.

На самом же деле трудностями, связанными с новой постановкой проблемы познания квантовых явлений, можно объяснить лишь определенную недооценку А. Эйнштейном научного значения квантовой механики. В основе же позиции А. Эйнштейна лежит уверенность в возможности создания физической теории более глубокого субквантового уровня, которая давала бы описание движения микрочастиц, лишь неявно присутствующего в современной квантовой механике. Подобная субквантовая теория имела бы такое же отношение к существующей квантовой механике, как и отношение статистической механики молекулярного движения к феноменологической термодинамике. Отрицать возможность более глубокого структурного уровня теории в столь общей постановке проблемы, конечно, нет никаких серьезных оснований. Хотя имеются вполне обоснованные возражения против надежд Эйнштейна на возможность установить причинно обусловленный характер скрытого движения микрочастиц.

Если же отмежеваться от этих необоснованных конкретных суждений, то саму постановку важнейшей проблемы о возможности и необходимости субквантовой теории скрытого движения микрочастиц мы должны считать заслугой, в первую очередь, А. Эйнштейна. Авторитет ученого и твердая позиция, вытекающая из его веры в объективный статус теории микромира, сыграли решающую роль в признании рядом ученых его курса на

поиск решения задачи на субквантовом уровне для более глубокого теоретического обоснования самой квантовой механики. То, что эта важнейшая часть позиции Эйнштейна вполне может быть отделена от его необоснованных надежд на установление причинного описания скрытого движения квантовых частиц, подтверждается и высказыванием М. Борна о том, что "отклонение Эйнштейном современной квантовой механики обусловлено не столько вопросом о детерминизме, сколько его верой в объективную реальность физического бытия независимо от наблюдателя" ([3], с. 131).

Роль наблюдателя действительно была неоправданно завышена во всех стандартных изложениях квантовой механики. Но особое усиление роли наблюдений было допущено в формулировках копенгагенской школы, которая выдвинула даже физико-философскую концепцию относительности свойств микрообъектов к средствам наблюдения. Далее мы особо остановимся на физической необоснованности такого обобщения, имеющего явно позитивистский характер. Здесь же отметим, что безусловно правильным в позиции Н. Бора была его уверенность в полноте описания квантовой теорией всех возможных с квантовыми системами результатов измерений, иначе говоря, любых макроскопических проявлений изменений состояния квантовомеханической системы. Но эту полноту описания ни в коем случае нельзя отождествлять с полнотой объяснения происходящих квантовых явлений.

Основная особенность квантовой механики, не имеющая аналога в классической статистической физике, состоит в существовании суперпозиции состояний, которая принципиально отличается от простого сложения состояний появлением интерференционных эффектов. Формализм квантовой механики отлично описывает эти совершенно чуждые классической физике эффекты соответствующими интерференционными членами. Однако любые попытки объяснить возникновение интерференционных явлений для одиночных квантовых объектов наталкиваются на весьма серьезные трудности, преодоление которых, на наш взгляд, требует конкретно осмыслить лежащий в основе корпускулярно-волнового дуализм применительно к индивидуальным квантовым объектам.

Стандартные трактовки, включая и копенгагенскую интерпретацию, не содержат необходимого конкретного физического представления о дуализме, и потому они не способны предложить непротиворечивое объяснение интерференционных эффектов. В упомянутой выше дискуссии Н. Бор фактически публично отказался выдвигать какое-либо объяснение специально предложенному А. Эйнштейном явлению интерференции одиночных фотонов. В этом проявилась определенная последовательность главы копенгагенской школы: соблюдение неперменного требования не выходить

за пределы созданной интерпретации. Пример же непоследовательности в соблюдении этого принципа был дан П. Дираком, который в своей монографии ([4], с. 22) обсуждал конкретный вариант объяснения интерференции одиночных фотонов и тем самым наглядно продемонстрировал неполноту теории, на которой как раз и настаивал А. Эйнштейн.

Н. Бор же, несмотря на отказ объяснять механизм возникновения интерференции одиночных фотонов, все же создал впечатление полноты объяснения квантовых явлений тем, что сузил понятие физической реальности до наблюдаемых макроскопических фактов, исключив из этого понятия установление прямой логической связи между наблюдаемыми фактами в различных постановках эксперимента. Так, в обсуждаемом эксперименте раздвоенный пучок света при сведении его компонент на экране дает картину интерференционных полос при сколь угодно низкой интенсивности, когда можно считать, что фотоны проходят установку поодиночке. Каждый фотон дает на экране прибора только одну точку регистрации.¹ Но при регистрации достаточно большого числа таких точек обнаруживается, что они располагаются вдоль определенных полос, соответствующих сложению амплитуд волновых функций. Эти полосы точек регистрации одиночных фотонов исчезнут, если в контрольном опыте перекрыть один из возможных путей непроницаемым экраном. Именно сопоставление этих двух постановок эксперимента наглядно доказывает интерференционную природу полос из отдельных точек регистрации фотонов при наличии двух путей прохождения фотонов к регистрирующему экрану.

С раздвоенным пучком света при сверхнизкой интенсивности может быть проведен и такой дополнительный опыт, когда в каждой компоненте раздвоенного луча регистрируется точно момент попадания фотона. Квантовая механика для такого опыта предсказывает отсутствие временных совпадений моментов регистрации фотона двумя детекторами, расположенными на значительном расстоянии друг от друга после полупрозрачного зеркала, разделяющего пучок света на две части.² Известный венгерский физик Л. Яноши, усомнившись в этом предсказании квантовой теории, поставил такой эксперимент, но против своих ожиданий не обнаружил совпадений моментов регистрации фотонов, доказывающих их раздвоение. Но

¹Сейчас для такой индивидуальной регистрации места попадания каждого отдельного фотона вместо требующей проявления фотоэмульсии с успехом можно применить фотоэкран оптического усилителя и сканирующее устройство для оцифровки координат зарегистрированных точек с последующим запоминанием их в компьютере.

²Только этим разведением пучков на макроскопическое расстояние и возникающей из-за этого возможностью раздельного детектирования частиц до интерференции пучков отличается предложенный Эйнштейном для объяснения опыт с интерференцией одиночных фотонов от обычно рассматриваемого примера интерференции одиночных электронов после прохождения экрана с двумя щелями.

как раз этот предсказанный квантовой теорией результат вместе с предсказанным той же теорией эффектом интерференции одиночных фотонов и вызывает ту парадоксальную ситуацию, от объяснения которой уклонился Н. Бор. Следует заметить, что и другие известные трактовки квантовой механики не претендуют на объяснение результатов обсуждаемой совокупности опытов с одиночными фотонами. Поэтому объяснение этих опытов должно быть первейшим условием дальнейшего раскрытия физического смысла корпускулярно-волнового дуализма и важнейшей предпосылкой для успешного решения проблемы скрытого движения микрочастиц в квантовых системах. Именно по этой причине настоящую статью мы начали с рассмотрения данной проблемы.

1.2. О возможном объяснении опыта с интерференцией одиночных фотонов.

В упомянутой выше работе [2] мною, по-видимому впервые, было обращено внимание на то, что результаты обсуждаемых опытов требуют для своего согласования признать факт невозможности непосредственной регистрации интерферирующих волн по выделенной в детекторе энергии. Следует отметить, что этот вывод вовсе не противоречит ортодоксальной трактовке теории, которая никогда не считала волновую функцию реальной детектируемой субстанцией. Просто в опыте с фотонами как с безмассовыми частицами волна де Бройля имеет фазовую скорость, совпадающую со скоростью света, и это, надо полагать, мешает ортодоксам последовательно трактовать ее как волну вероятности. К аналогичному выводу о волне, не выделяющей энергию в детекторе, пришел также итальянский физик Ф. Селлери, который удачно назвал ее "пустой волной" [5]. Несколько позже Ф. Селлери указал на важную принципиальную возможность экспериментально обнаружить такую волну по ее неэнергетическому проявлению в радиаторе квантового усилителя [6].

Конечно, мы далеки от того, чтобы считать волновую функцию только своеобразной записной книжкой для предсказанных результатов. Ведь последовательное проведение этой точки зрения потребует представить дуализм волны-частицы как дуализм реальной частицы с волной вероятности — средством теоретического описания. Кроме того, такой теоретический образ может давать соответствующие опыту предсказания, если за ним стоит физическое обоснование в виде реального процесса, обеспечивающего возникновение характерного для волн интерференционного явления. Для согласования со всей совокупностью указанных выше экспериментальных результатов мы вынуждены считать волны де Бройля особым, скры-

тым от непосредственного наблюдения волновым процессом, происходящим в физическом вакууме, и потому неспособным высвободить энергию, как это происходит в обычных физических процессах. Поэтому не следует удивляться, что для такого волнового процесса, происходящего в вакууме, принципиально невозможна передача энергии в наш мир открытых для наблюдений физических процессов. Ведь по современным представлениям о физическом вакууме в каждой единице объема сосредоточена бесконечная плотность энергии вакуума. Но из этой кладовой связанной энергии нельзя взять ни одной порции энергии, не затратив такого же количества на ее добывание.

Существование же скрытого волнового процесса проявляется лишь косвенно, своим влиянием на вероятность выделения свободной энергии связанным с волной микрообъектом, детальное движение которого также скрыто от непосредственного наблюдения, и которое, по нашему твердому убеждению, в будущем должно получить статистическое описание, однозначно связанное со всей совокупностью даваемых квантовой механикой статистических распределений наблюдаемых физических величин. Далее мы подробно объясним, что нельзя надеяться на установление динамического описания движения микрочастиц, поскольку теоретический анализ доказывает несовместимость этого предположения с даваемыми опытом и квантовой механикой результатами для наблюдаемых величин. Тем самым скрытый волновой процесс, обсуждаемый нами, принципиально отличается от прежней идеи де Бройля о так называемой "волне-пилоте", предполагавшей, что волна предопределяет динамическое поведение микрочастицы.

Бесспорный факт влияния волнового процесса лишь на вероятность наблюдаемых макроскопических изменений квантовых повторных испытаний с индивидуальными квантовыми системами, проведенных в макроскопически заданных тождественных условиях. Только в таких повторных опытах с индивидуальными системами волновые свойства квантовых объектов проявляются как физическая закономерность.

Последний вывод, на первый взгляд, противоречит утверждениям многих самых авторитетных ученых о существовании отдельных опытов, в которых проявляются именно волновые свойства микрочастиц, и что такие опыты находятся в дополнительных отношениях с другими опытами, выявляющими корпускулярные свойства тех же объектов. Но на самом деле здесь нет никаких оснований открывать дискуссию с крупнейшими физиками, допустившими столь нестрогие формулировки, которые получили широкое распространение благодаря некритическому восприятию большинством высказываний крупнейших авторитетов. Отметим

лишь историческое основание для возникновения недоразумения с отмеченными неточными формулировками. Со школьной скамьи каждому известны знаменитые опыты начала прошлого века, доказавшие волновую природу света по наблюдению интерференционной картины от двух когерентных источников света. Ныне в оптических лабораториях каждого университета студенты знакомятся с этими демонстрационными опытами, непосредственно наблюдая интерференционные полосы на экране. Так что имеется, казалось бы, полное основание говорить об опыте, в котором с очевидностью проявляются волновые свойства света. Но с точки зрения квантовой механики в подобных опытах мы наблюдаем наложение результатов экспериментов, проведенных с отдельными квантовыми объектами. Только раздельное наблюдение актов регистрации фотонов обнаруживает, насколько далеко явление интерференции света от его первоначального отождествления первооткрывателями явления Т. Юнгом и О. Ж. Френелем с интерференцией звуковых волн и с простым сложением волн на поверхности воды.

Так что волны де Бройля, как и предполагаемое движение микрочастиц в пространстве, мы с полным основанием должны относить к миру скрытых от непосредственных наблюдений, но реально существующих явлений микромира. Эта необычная принадлежность к скрытым явлениям дает определенное физическое основание для формального отнесения таких волн к волнам вероятности. Ведь и в нашей трактовке эти волны из "скрытого мира" доказывают свое существование только влиянием на вероятность обнаружения макроскопическими средствами корпускулярных свойств квантового объекта. Так что с термином "волна вероятности" вполне можно согласиться. Однако под ним следует подразумевать не только теоретический образ некоторой функции, называемой амплитудой вероятности, но и онтологическую его сущность — соответствующий реальный волновой процесс в скрытом от нас физическом вакууме.

Изложенные выше соображения о скрытых от непосредственных наблюдений движениях микрочастицы в пространстве и связанном с ним волновым процессом в физическом вакууме должны быть подкреплены соответствующей цельной системой взглядов на установленные ранее физические закономерности, составляющие предмет современной квантовой механики, системой взглядов, которую далее мы будем называть онтологически определенной (*ontologically definite*) или, короче, реалистической интерпретацией квантовой механики.

2. Развитие реалистической интерпретации квантовой механики

Необходимую систему взглядов на квантовую механику, допускающую постановку проблемы о субквантовой теории скрытого движения микро-частиц, можно достаточно полно составить при соответствующей философской позиции из различных положений, опубликованных в ходе многолетнего обсуждения учеными сущности квантовой механики. Но составление такой мозаичной картины взглядов из работ не согласных между собой авторов требует глубокого критического анализа, поскольку рациональные положения у каждого автора тесно переплетены с их нечеткими и даже ошибочными высказываниями. Приведенные выше выводы о расхождениях между Эйнштейном и Бором могут служить примером сложности такого анализа, требующего, как было отмечено мною в работе [2], не только большой самостоятельности суждений, но и определенной нескромности расхождения с именитыми участниками этой дискуссии. Аналогичная непростая ситуация возникает и при разборе расхождений между советскими учеными Д. И. Блохинцевым и В. А. Фоком.

2.1. О признании вклада советских ученых в дальнейшее развитие интерпретации квантовой механики

Большой материал для формирования "реалистической" трактовки квантовой механики можно найти в работах советских физиков. В книге известного историка физики Макса Джеммера, посвященной развитию интерпретации квантовой механики [7], специально была подчеркнута большая роль советских физиков, выступивших с критикой многих положений копенгагенской интерпретации. Эта критика, по мнению автора, послужила толчком к поиску других путей выяснения подлинной сущности необычных физических законов атомного мира. Свою книгу автор закончил признанием того, что важнейшая работа по созданию искомой трактовки этой теории далеко еще не завершена.

В книге американского историка науки Лорена Р. Грэхэма "Наука и философия в Советском Союзе" [8] отдельная глава была посвящена обсуждению статей советских ученых по проблемам интерпретации квантовой механики. Эта глава начиналась с описания общей политической обстановки проведения научных дискуссий в нашей стране после разгромного выступления в 1947 г. главного партийного идеолога А. А. Жданова, в котором содержался краткий, но весьма резкий выпад в адрес буржу-

азных атомных физиков. В этой обстановке появившаяся в начале 1947 г. в журнале "Вопросы философии" статья известного советского физика-теоретика М. А. Маркова "О природе физического знания" [9], написанная в защиту квантовой механики и ее копенгагенской интерпретации, не могла стать предметом делового обсуждения для выяснения истины. Несмотря на появившиеся в начале положительные отзывы нескольких авторов, статья М. А. Маркова стала объектом жесткой критики и силового давления "политических активистов". В книге обсуждаются особенно резкие нападки на автора статьи и редакцию журнала со стороны "явного представителя псевдонауки" философа А. А. Максимова.

Л. Р. Грэхэм говорит об итогах дискуссии, вызванной статьей Маркова, следующими словами: "Таким образом, в результате "дела Маркова" победу одержали идеологи-догматики. Идеолог Максимов одержал верх над творческим физиком-теоретиком из Академии наук Марковым" ([8a], с. 323). Но автора несколько удивляет тот факт, что против ученого, виновного в измене материалистическим взглядам, не было принято никаких административных мер, а в то же время главный редактор журнала Б. М. Кедров был устранен с этого поста за потерю бдительности. В связи с этим автор сделал следующий вывод: "Но все же фактором, определяющим конечное неодобрение статьи Маркова, стала дискуссия, несомненно, устроенная партией, с целью заменить Б. М. Кедрова на посту главного редактора "Вопросов философии" Д. И. Чесноковым" ([8a], с. 324). Конечно, эта осведомленность американского автора во многих сложных событиях нашей жизни тех лет не может не удивлять советских читателей. Но все же им остался не отмечен тот факт, что опубликованной в философском журнале статье Маркова предшествовало короткое вступление президента Академий наук С. И. Вавилова. И мне хорошо известно, что на самом деле избежать оргвыводов основному виновнику этой дискуссии удалось только благодаря заступничеству самого президента Академии наук и директора ФИАН С. И. Вавилова.³

Основную идею обсуждаемой статьи автор резюмирует следующими словами: "Таким образом, согласно Маркову, наше представление реально-

³В конце 1948 г. профессор И. Е. Тамм (руководитель теоретического отдела ФИАН, в котором работал М. А. Марков) убеждал меня, студента Инженерно-физического факультета, не терять своего времени на рискованную "политическую" деятельность, связанную с философскими дискуссиями. Опасность такого рода занятий он убедительно продемонстрировал примером ареста в 1938 г. В. А. Фока, которого освободили через несколько дней благодаря энергичному вмешательству П. Л. Капицы, и примером прошедшей благополучно для М. А. Маркова жесткой дискуссии. Тогда же он рассказал о своем одаренном сотруднике А. Сахарове, который, по его глубокому убеждению, никогда не ввяжется в политическую дискуссию. Много позже, как известно, ученик не оправдал прогноз своего учителя, показав всем нам пример гражданского мужества в исполнении долга ученого.

сти субъективно потому, что оно выражается макроскопическим языком и "подготавливается" в акте измерения. Но оно объективно в том смысле, что физическая реальность в квантовой механике есть макроскопическая форма реальности микромира" ([8а], с. 323). К этому краткому резюме мы добавим еще одно утверждение М. А. Маркова о том, что микросубъекту не пришлось бы создавать квантовую механику. В ходе формирования "реалистической" трактовки теории мы увидим полную необоснованность последнего утверждения, хотя тезис о макроскопической форме реальности микромира останется в силе.

Л. Р. Грэхэм справедливо отмечает и присущие статье М. А. Маркова недостатки философского характера, облегчившие задачу "начавшейся идеологической кампании". Так, американский автор писал: "Не только точка зрения Маркова ... была типична для копенгагенской школы, но и его подход к естествознанию имел мало диалектико-материалистических черт, несмотря на его эпитафьи из классиков марксизма." ([8а], с. 323). Далее автор книги обсуждает возможные причины, побудившие М. А. Маркова выступить с этой статьей в философском журнале в столь неподходящий период. Думаю, что наиболее близким к истине было предположение о желании "защитить квантовую механику" от ожидавшихся нападков со стороны философов. Действительно, в те послевоенные годы со стороны догматиков от материализма уже готовились под лозунгом партийности науки невежественные выпады против современных физических теорий. Однако, по признанию самого М. А. Маркова, он написал эту статью по настоянию С.И.Вавилова, который специально запланировал в 1946 г. этот упреждающий ход в защиту квантовой механики [10]. Публикация же этой статьи с разъяснениями возникшей в физике микромира необычной гносеологической ситуации вовсе не могла разоружить противников этой теории.

Правда, организованная затем острая дискуссия, как показалось американскому автору, сыграла роль громоотвода. На самом же деле некоторое затишье на идеологическом фронте борьбы с физиками после 1948 г. было связано с подготовкой известных философов-догматов к разгромному совещанию на всесоюзном уровне, намечаемому на конец 1949 г., но отмененному в связи с первыми успехами физиков в создании ядерного щита. После этого полностью прекратились грубые нападки на советских физиков с обвинениями их в низкопоклонстве перед буржуазной наукой. Но в первые годы после позорно знаменитой сессии ВАСХНИЛ (август, 1948) реакционные представители псевдомарксистской философии активно занялись наведением "порядка" в собственном доме, подвергнув идеологическому прессингу своих прогрессивно мыслящих коллег Б. М. Кедрова, И. В. Кузнецова и М. Э. Омеляновского. Последним, как не прикрытым

ядерным щитом, пришлось срочно "пересмотреть" свои взгляды и выступить не только с резкой критикой философских позиций создателей современных физических теорий, но и с призывом "перестройки этих областей науки на основе диалектического материализма" ([11], с. 45).⁴ В тот период противостояния мужественную активность со стороны физиков проявил академик В. А. Фок, выступив против А. А. Максимова со статьей под боевым названием "Против невежественной критики современных физических теорий" [13].

Более эффективной в защите квантовой механики, по мнению Л. Грэхэма, была позиция, занятая Д. И. Блохинцевым и В. А. Фоком: они защищали физическое содержание этой теории, критикуя многие философские установки копенгагенской школы. Подробному изложению высказываний этих известных советских физиков-теоретиков автор книги посвятил отдельные разделы, озаглавленные их именами. Вполне обоснованным было выделение из среды физиков только этих ученых, поскольку они постоянно публиковали свои соображения по философским вопросам теории и упорно прилагали усилия к выяснению объективного содержания квантовой механики.⁵ В настоящей статье мы тоже обращаемся к взглядам этих крупнейших ученых, но не для повторного пересказа содержания их работ, а с единственной целью в критическом анализе их позиций выделить те ценные положения, которые должны обязательно составить основу реалистической, онтологически определенной трактовки существующей теории квантовых явлений.

Последний раздел обсуждаемой главы книги был посвящен М. Э. Омеляновскому как одному "из наиболее влиятельных советских философов естествознания в 60-70-х годах". Автор отметил особо его успешные усилия "по ликвидации урона, нанесенного философии естествознания сталинизмом, и в деле укрепления союза естествоиспытателей и философов" ([8a], с. 338). По поводу позиции философа по квантовой механике автор отметил ее изменение и в отношении первоначальной критики принципа дополнителности, и в отношении его перехода от поддержки квантовых ансамблей Блохинцева к интерпретации той же теории, развитой Фоком на основе концепции потенциальных возможностей.

В заключительной части этого раздела полторы страницы текста автор

⁴Подробнее об этом драматическом периоде работы философов в области физики было рассказано в брошюре [12].

⁵Из физиков старшего поколения, пожалуй, еще Я. П. Терлецкий проявлял постоянный интерес к вопросам трактовки квантовой механики. Он так же, как и автор настоящей статьи, беспредельно верил в существование скрытого движения микрочастиц, но он вместе с французской группой физиков поддержал явно не совместимый с квантовой механикой детерминистский подход Д. Бома. Однако еще в 1937 г. он сделал очень важную работу по предельному переходу от квантовой механики к классической вероятностной механике, о чем далее будет сказано более подробно.

уделил моей работе [2].⁶ Я благодарен американскому историку науки за яркую и точную характеристику моей позиции. Автор правильно отнес меня к тем интерпретаторам квантовой теории, кто, несмотря на предоставление "советским дискуссиям по квантовой механике все большей свободы" не включился в общую кампанию почти полной поддержки копенгагенской интерпретации квантовой механики. Лорен Р. Грэхэм затем кратко рассказал о взятом в моей статье курсе на выяснение объективного содержания существующей квантовой механики и на дальнейшее углубление теории за счет создания статистического описания непосредственно ненаблюдаемых физических величин. "Ее (такой теории) главным достоинством было бы то, что она помогла бы убрать из физики позитивистский лозунг: "Не наблюдается — значит не существует" ([8a], с. 343).

Заключительная статья В. С. Степина к русскому изданию книги Л. Р. Грэхэма заканчивается следующим признанием: "Аналога такой работы, к сожалению, пока нет в нашей литературе по истории науки, и это делает книгу талантливого американского ученого по-своему уникальной, ..." ([8a], с. 440). Авторы рецензии на второе американское издание этой книги еще более самокритично отметили факт отсутствия подобной книги в отечественной литературе, добавив слова "к нашему стыду" [16]. И они правы, конечно, в этом откровенном признании, поскольку у нас уже более полвека существуют при Академии наук Институт истории естествознания и техники (ИИЕТ) и Институт философии (ИФАН), которые даже не пытались сделать тогда хоть какой-нибудь обзор прошедшей полемики по философским проблемам естествознания. В последние годы положение это начало исправляться. Так, кроме отмеченной выше брошюры издательства "Знание" [12], Институтом научной информации по общественным наукам в 1992 г. была опубликована интересная брошюра [17] об исследованиях советских ученых 20–80-х годов по философским проблемам квантовой физики, в которой представлены три периода этой деятельности (20–30 годы, послевоенный период и 70–80-е годы), описанные соответственно К. Х. Де-лакарвым, Б. Я. Пахомовым и А. И. Панченко. Критическое рассмотрение публикаций дано только в первой части обзора, но вся брошюра весьма

⁶Эта работа приобрела определенную известность за рубежом. Она была доложена мною в декабре 1966 г. в Дубне на конференции, посвященной 40-летию квантовой механики. Сборник статей на основе докладов, сделанных на этой конференции, был опубликован в Москве издательством "Наука" в 1970 году [2]. Но несколько раньше (1968) эта статья была напечатана в Дубне в качестве препринта ОИЯИ на английском языке. Затем в 1972 г. в Милане был издан сборник переведенных на итальянский язык статей советских авторов по проблеме интерпретации квантовой механики, в который вошла и моя статья ([14], с. 413). В появившихся вскоре отзывах итальянских физиков моя статья отмечалась первой в числе работ "диссидентского" направления, развивающих для существующей теории новую интерпретацию и обосновывающую необходимость создания статистической теории скрытого движения микрочастиц [15].

полезна хотя бы приведенным обширным списком давних работ (179 наименований).

2.2. О перемирии и сотрудничестве на философском фронте физики

"Затишье", возникшее на этом фронте после 1949 г., стало постепенно перерастать в мирное сосуществование. А затем уже в годы "хрущевской" оттепели окончательно установился союз между философами и физиками. Перемирие было провозглашено на Первом Всесоюзном совещании по философским вопросам естествознания (октябрь 1958). Основой для примирения стало осуждение допущенных в недавнем прошлом перегибов, заключавшихся в некомпетентном вмешательстве философов в дела естественных наук, в попытках силового внедрения марксистского мировоззрения в среду ученых. Правда, эта критика велась безымянно, и главных виновников прежних перегибов можно было видеть в составе президиума высокого форума ученых. Дискуссии на совещании велись без прежнего навешивания политических ярлыков своим оппонентам [18]. Кроме того, пересмотр позиции философов относился фактически только к физике и кибернетике, он вовсе не распространялся на биологию, так что до разоблачения реакционной "лысенковщины" было еще далеко.

После этого Всесоюзного форума быстро установилась нормальная рабочая обстановка среди философов, занимающихся проблемами физики. Возглавляемые академиком М. Б. Митиным апологеты вульгарного материализма, действующие прежде под флагом диалектического материализма, незаметно ушли со сцены философской полемики. В секторе философии естествознания в Институте философии АН СССР активизировалась прогрессивная деятельность коллег и учеников И. В. Кузнецова — Н. Ф. Овчинникова, Г. А. Свешникова, Ю. В. Сачкова и И. Б. Новик. Позднее к ним подключилась группа молодых талантливых сотрудников (Л. Б. Баженов, И. А. Акчурин, Л. Г. Антипенко, Ю. Б. Молчанов, Е. А. Мамчур, М. Д. Ахундов, В. И. Аршинов), которые развернули плодотворную деятельность под демократическим руководством М. Э. Омеляновского. Тогда же активной деятельностью в области философских вопросов физики о себе заявили молодые преподаватели кафедр философии университетов и вузов различных городов: Э. М. Чудинов (Долгопрудный), В. И. Купцов (МГУ), И. С. Алексеев (МГУ, ИИЕТ), В. П. Визгин и А. А. Печенкин (Москва, ИИЕТ) С. Т. Мелюхин (Ленинград, Москва), А. С. Кравец (Воронеж), Б. Я. Пахомов (Елецк, Бийск, Воронеж, Москва), М. В. Мостепаненко (Ленинград), Р. А. Аронов (Кишенев, Москва), Я. Ф. Аскин (Сара-

тов), В. С. Степин (Минск, Москва), М. Б. Вильницкий и П. С. Дышлевый (Киев).

Я перечислил здесь тех философов, которые, на долгие годы связав с той поры свою судьбу с философскими проблемами физики, получили значительные результаты в этой области, написали интересные монографии, успешно защитили докторские диссертации. Все они были проводниками демократического стиля работы, для которого характерны были свобода мнений и плюрализм в выборе решений, но при одном обязательном условии — полного невмешательства в чисто профессиональные вопросы физиков. Окончательно была изжита практика недавнего прошлого — проверки физических теорий на соответствие критерию философской строгости; напротив, основной задачей философского анализа современных физических теорий стало их осмысление с целью внесения необходимых коррекций в исходные установки материалистической философии.

Многие из перечисленных выше философов приняли активное участие в организации тематических научных совещаний с последующей публикацией сборников докладов и в издании совместных с физиками сборников статей. За прошедшие годы Всесоюзное совещание по философским вопросам естествознания проводилось четыре раза: в 1958, 1970, 1981 и 1987 годах. И только последнее из них, проходившее уже во время "горбачевской перестройки", не оставило о себе памяти в виде печатных трудов. Правда, прошедший в Москве всего через полгода Международный конгресс по логике, методологии и философии науки (август 1987), на котором многие советские ученые повторили свои доклады, опубликовал многотомник аннотаций докладов участников конгресса. Сравнив программу докладов, сделанных на Четвертом Всесоюзном совещании, с оглавлением сборника докладов Первого Всесоюзного совещания [18], я тогда установил неожиданный для себя и печальный для всех факт: я оказался единственным из участников, выступавшим на всех четырех Всесоюзных форумах. Просто почти уже никого не осталось в живых из участников выступлений на Первом, можно сказать поворотном для философии естествознания, Всесоюзном совещании.

Физики благодарны своим коллегам философам за то, что в издаваемые сборники они принимали и статьи, не имеющие часто прямого отношения к философии.⁷ Дело в том, что для физиков моего поколения такие

⁷Так, например, моя большая статья, опубликованная в сборнике "Философские вопросы квантовой физики", содержала чисто теоретический раздел ([2], с. 155-166), в котором впервые была решена задача статистической физики по определению в фазовом пространстве траектории движения материальной точки по известным для этого движения статистическим распределениям отдельно координат и скоростей, соответствующих случайному выбору момента времени.

сборники докладов предоставляли почти единственную возможность публикации своих соображений и полученных конкретных результатов по фундаментальным вопросам теоретической физики, затрагивающим спорные проблемы интерпретации современных физических теорий, из-за отсутствия у нас в стране специального журнала типа "Основания физики". Нередко по таким проблемам печатались статьи в журнале "Успехи физических наук" (УФН), но только основоположников и весьма маститых ученых, которые, естественно, жили и работали преимущественно в других странах. Переводы статей основоположников современных физических теорий, безусловно, сыграли важнейшую роль в распространении и становлении новых идей в среде советских физиков и составили, так сказать, золотой фонд публикаций УФН. Мы лишь отмечаем недостаточность постоянно проводимой журналом работы по дальнейшему развитию интерпретаций теорий с привлечением и молодых ученых.

В 1969–1972 годах мне, тогда молодому профессору из Дубны, на собственном опыте предоставилась возможность убедиться, насколько сложно было опубликовать в УФН статью, содержащую соображения, весьма простые, но не вошедшие своевременно в догматические основы принятого стандарта изложения и трактовки физического содержания специальной теории относительности. Статья эта, имевшая прямое отношение к моему выступлению на Первом Всесоюзном совещании по философским вопросам естествознания ([18], с. 446–449), была написана мною по заказу члена редколлегии УФН акад. В. Л. Гинзбурга в 1969 г.,⁸ а опубликованной она оказалась лишь в апрельском номере УФН 1972 г. [19]. И, начиная именно с этого номера, из состава редакционной коллегии журнала в знак протеста вышел видный и весьма заслуженный (трижды Герой Социалистического Труда) советский ученый акад. Я. Б. Зельдович. Я привожу эти формальные сведения "о сломанных копьях", чтобы был ясен масштаб и серьезность борьбы за прохождение статьи в печать.

⁸В. Л. Гинзбург, хорошо известен своей склонностью к глубокими рассуждениям по основам физики и малой скванностью догматическим отношением к наукам. У меня возникла возможность спокойного и достаточно длительного разговора с ним в Болгарии. Я тогда рассказал Виталию Лазаревичу о всеобщем недопонимании простого физического смысла относительности одновременности равноместных событий, лежащей в основе самого принципа относительности новой релятивистской физики. Мне удалось убедить собеседника в том, что правильная трактовка этой простейшей из современных физических теорий должна объяснять, что смысл нового принципа относительности состоит вовсе не в отсутствии так называемого "эфирного ветра" (которое отвечало бы принципу относительности Галилея), а во влиянии этого ветра на все физические процессы в движущейся системе относительно исходной системы, где принято изотропное описание скоростей. Это влияние приводит к тому, что все физические процессы распространения по движению системы запаздывают по сравнению с распространением их в противоположном направлении на одну и ту же величину, предсказанную классической физикой лишь для света. В выявленном таким образом всеобщем характере запаздывания физических процессов и состоит физический смысл понятия относительности одновременности и ее глубокое философское обоснование всеобщими свойствами движения материи.

Самой публикации статьи предшествовало двухчасовое обсуждение на теоретическом семинаре акад. И. Е. Тамма⁹ центрального положения статьи о существовании всеобщей анизотропии скоростей физических процессов, принципиально не отличимой никакими экспериментами от изотропного варианта описания скоростей тех же процессов. Потом окончательный вариант этой статьи, дополненный ссылкой на найденную мною тогда забытую статью великого предшественника в постановке этого вопроса Анри Пуанкаре, на заседании редколлегии журнала встретил возражение члена-корреспондента АН СССР Л. Б. Окуня, на этот раз в связи тривиальностью обсуждаемой в статье проблемы. Об этом комическом повороте дела я упомянул в своем выступлении в декабре 1970 г. на Втором Всесоюзном совещании по философским вопросам естествознания в связи с возражением математика акад. А. Д. Александрова против моего утверждения о возможности использования различных определений одновременности разноместных событий, если только в природе отсутствует реальные движения с бесконечной скоростью распространения ([20] с. 281).

И, наконец, последнее осложнение с прохождением этой статьи было связано с ультиматумом Я.Б.Зельдовича,¹⁰ который счел не уважительным по отношению к великому Эйнштейну публикацию в центральном журнале физиков страны статьи, обсуждающей аспекты теории, не освещенные ее создателем. Главный редактор журнала, своим голосом решивший судьбу моей статьи в пользу ее публикации, все же счел необходимым в связи с ультиматумом видного советского ученого обратиться в Президиум АН СССР для окончательного решения вопроса о публикации этой статьи.¹¹

⁹Это обсуждение было организовано В. Л. Гинзбургом в связи с поступившей отрицательной рецензией на рукопись моей статьи видного ученого, в которой отрицалось основное мое утверждение о существовании анизотропии скоростей процессов принципиально не отличимой от изотропного описания. Между прочим, алгебру подобия отношения скоростей, лежащую в основе моего утверждения, следовало бы установить триста лет назад после того, как О. Ремер доказал конечность скорости распространения света. Тогда на семинаре И. Е. Тамма на самом деле уже второй раз слушал мое доказательство этой простой истины. Первый раз я рассказывал ему об этом в 1949 г. у него дома, на улице Чкалова. Но тогда профессор не понял важности утверждения своего студента, и это решило мой выбор экспериментальной темы диплома в Институте И. В. Курчатова, а проблемы истолкования физических теорий остались моим любимым внеслужебным занятием.

¹⁰В сборнике статей [21] читатели найдут три различных версии мотива выхода акад. Я. Б. Зельдовича из состава редколлегии УФН, которые существенно отличаются и друг от друга, и от излагаемой мною здесь по сведениям нескольких членов редколлегии УФН, активно поддержавших мою статью (см. с. 82, 185 и 235).

¹¹Полагаю, что главный редактор подал свой решающий голос за мою статью из-за появившейся возможности освободить редколлегию от непредсказуемых шуток именитого члена редколлегии. А письмо в Президиум Академии наук им было послано, наверняка, с целью внести необратимость извещением руководства о данном этим ученым обещании покинуть редколлегию журнала в случае положительного решения вопроса о публикации статьи. Дело в том, что

Я рассказал об этих коллизиях с прохождением в печать моей статьи, чтобы стало ясно, что исследованиям фундаментальных проблем естественных наук, в отличие от социальных наук, не столько мешает временный политический прессинг, сколько постоянно присутствующий догматизм устоявшегося ограниченного понимания самими авторитетами в науке глубокого содержания открытых в нашем веке великих истин устройства природы. Приведенный пример показателен тем, что в нем речь идет о явном пробеле в понимании важнейшего пункта первой и простейшей из современных физических теорий.

Чтобы не затягивать допущенное отклонение от основной темы разговора, мы вернемся к обсуждению сотрудничества физиков с философами, обратив внимание на этот раз на трудности и недостатки этого сотрудничества.

2.3. О неэффективности творческой деятельности возникшего сотрудничества физиков и философов

Серьезной помехой в совместной работе философов и физиков со временем стало отсутствие постоянного специального журнала по философским вопросам естествознания, который помог бы организационно направлять и систематизировать эту работу. Первоначальный плюрализм мнений по каждому конкретному вопросу должен был со временем перерасти в единую точку зрения, чтобы стать некоторым коллективным завоеванием сотрудничества на пути к более глубокому пониманию современных физических теорий.

Столь резкое изменение прежнего стиля работы, безусловно, имело и свои издержки: притупляло критику позитивистских искусственных наслоений в формулировках, призванных пояснить своеобразие гносеологической ситуации физических исследований микромира. Переход от прежде практиковавшейся невежественной критики к другой крайности полного доверия ко всем утверждениям создателей теории не так сильно мешал философам в их стремлении осмыслить новые физические законы по сравнению с прежней антинаучной практикой огульного отрицания самой сущности

именно тогда главный редактор журнала только что пережил неприятность с ноябрьским номером журнала, в котором Я. Б. Зельдович позволил себе неприличную шутку, поместив в свою научную статью под видом собственных изысканий из поэтического наследия Велемира Хлебникова акrostих из двух строк, публично унижающий своего коллегу акад. А. Б. Мигдала. Можно представить себе, насколько неприятны были тогда заботы по исправлению одного слова в уже отпечатанном номере журнала для профессора Э. В. Шпольского — одного из основателей этого солидного журнала, ставшего своеобразной энциклопедией всех достижений физической науки (см. в сборнике [21], с. 185).

этих законов. Но для физиков практическая цель обращения к диалектико-материалистической теории познания состоит в получении реальной помощи для уточнения истолкования новых физических закономерностей. И те редкие физики, склонные проявить дерзость своими попытками уточнить формулировки самих создателей новых физических концепций, вправе были надеяться получить помощь и поддержку от своих коллег — специалистов в философских вопросах теории познания. Но по всему видно, на такую помощь смогут рассчитывать только естествоиспытатели следующих поколений, когда у будущих философов не будет в памяти, как у нынешних, свежего примера реакционного использования передовой философии их предшественниками.

С другой стороны, философы в своих попытках осмыслить достижения современной физической теории крайне нуждаются в помощи критически мыслящих физиков, поскольку самостоятельно не могут отделить рациональное ядро сложившихся трактовок от лишнего балласта путаных формулировок и даже нередко ошибочных утверждений крупнейших авторитетов в физике. Например, как бы не был огромен авторитет Н. Бора, непозволительно в наше время повторять допущенное им огрубление и называть приборами наблюдения все установки, используемые в физических экспериментах. На самом деле в физике во все времена использовались в основном не измерительные приборы и не приборы для наблюдения, а приборы для воспроизведения физических явлений в контролируемых лабораторных условиях. Таковыми были наклонные плоскости с шарами и даже, согласно легенде, и сама Пизанская башня в механических опытах Галилея, а также механический пресс в опытах Гука. Таковыми же являются современные ускорители частиц и суперколлайдеры, обеспечивающие столкновения частиц встречных пучков.

Поэтому без гносеологического анализа, устанавливающего назначения отдельных частей физической установки, используемой для исследований квантовых явлений, невозможно продвинуться ни в уяснении физической сущности этих явлений, ни тем более в философском анализе необычной ситуации в проблеме познания микромира. То, что было позволительно исследователям-первопроходцам, создавшим первый вариант интерпретации теории для цементирования отдельных элементов математического аппарата в единое физическое построение, то совершенно недостаточно для следующих поколений исследователей, призванных проникнуть в самую суть открытых ранее квантовых явлений и тем создать основу для поиска субквантовой теории скрытых от непосредственного наблюдения свойств движения микрообъектов.

Но для успешного решения подобной задачи прежде всего необходимо

определенной части научного общества серьезно проникнуться важностью задачи исправления и доработки первоначальной трактовки квантовых законов. В противном случае находки отдельных исследователей останутся разрозненными результатами, не использованными для выработки единого взгляда. Казалось бы, достаточно лишь обратить внимание на допущенное огрубление, как все исследователи проблемы обратятся к пересмотру своих позиций независимо от авторитетов спорящих сторон. К сожалению, факты свидетельствуют, что существующее у нас содружество физиков и философов не представляет собой такого научного содружества, способного воспринять новые идеи и отрешиться от недоработок укоренившегося истолкования квантовых явлений.

В нормальном научном обществе аргументированное разъяснение такого недоразумения, как причисления всех используемых в физической установке элементов к прибору наблюдения, подобно крику ребенка в обществе трусливых простаков: "А король-то голый!" должно привести к серьезным последствиям: к пересмотру прежде утвердившихся положений, к полному изъятию из дальнейшего обращения философских спекуляций, выросших на неудачных и ошибочных высказываниях основоположников новых физических воззрений. Но у нас прозрения отдельных ученых в самых важнейших вопросах истолкования законов квантовой механики часто вообще остаются незамеченными научным обществом или в лучшем случае просто принимаются к сведению без необходимого пересмотра предшествующих трактовок основных особенностей теории.

Так, например, совершенно не вызвал должной реакции неоднократно опубликованный в 60-х годах вывод Д. И. Блохинцева о том, что физическим объектом в квантовой механике является не сам по себе микрообъект, а микрообъект в определенных макроскопически заданных условиях [22, 23, 24]. Иначе говоря, в общем случае объектом описания в квантовой механике является материальная система ($M + \mu$), состоящая из двух разнородных по своей природе частей. Первая из них M имеет определяющее значение как макроскопические условия исходного состояния, которым отвечает определенная волновая функция. В прежнем истолковании квантовой механики основное внимание обращалось на микрообъект μ , а макроусловия его существования относились к макроскопическому прибору. Это явное недоразумение возникло из-за того, что в полностью лабораторном опыте с пучками микрочастиц начальные макроусловия состояния задавались приготовляющей частью физической установки. Но даже в таком эксперименте относить эту часть установки к прибору наблюдения выглядело грубым искажением сути дела. А для типичного для квантовой механики примера атома водорода макроскопической частью M рассма-

триваемой системы является само ядро атома — протон как неподвижный силовой центр, который задает макроскопические условия состояния. Отнести же ядро атома к любой части физического прибора столь же нелепо, как и при рассмотрении спутников Юпитера саму планету считать частью физического прибора. Кстати, уж если говорить о космических масштабах, то к ним относятся и астрофизические квантовые эксперименты по измерению линейчатых спектров фотонного излучения Солнца и звезд. В этих опытах, так сказать, "приготавливающая часть" квантовомеханического эксперимента целиком доверена матушке природе — раскаленной атмосфере небесных светил.

Поскольку макроскопически заданная часть M входит в качестве определяющей части в саму исследуемую систему ($M + \mu$), то становится очевидной необоснованность отмеченного нами утверждения М. А. Маркова о том, что микросубъекту не пришлось бы создавать квантовую механику. При исследовании той же сложной системы ($M + \mu$) он был бы освобожден лишь от использования усилительного устройства в детекторе микрочастиц, отсутствие которого не может изменить установленные квантовой механикой законы. А вот субквантовую теорию скрытого от нас движения микрочастиц ему создать было бы значительно легче, чем нам, жителям макромира.

Разъяснения Д. И. Блохинцева по этому поводу должны были бы внести необратимые изменения в трактовку теории в части определения исходного исследуемого объекта в квантовой механике и связанных с этим формулировок понятия "физической реальности".¹² Во всяком случае должны были исчезнуть безвозвратно со страниц научной печати философские построения, возникшие на весьма зыбком с точки зрения физики положении о том, что макроскопичность исходной системы предопределена использованием макроприбора. Но ничего этого не случилось. Причем в большинстве публикаций на эту тему выдвинутое Д. И. Блохинцевым положение просто полностью игнорировалось без какого-либо обсуждения. Так, основные апологеты субъективно-приборного направления — философы П. С. Дышлевы, И. С. Алексеев и затем группа философов из Ужгорода, возглавляемая физиком-теоретиком Ю. М. Ломсадзе ([26], [27], [28], [29] и [30]), —

¹²Впервые эта идея была высказана Д. И. Блохинцевым в 1951 г. в статье [23а]; затем она промелькнула в его выступлении в 1958 г. на Первом Всесоюзном совещании в связи с обсуждением причины появления статистичности квантовых явлений: "В моей концепции делается попытка указать причину появления этого случайного как следствия возможной связи микроявлений и макроскопической обстановки." ([18], с. 422). Сопоставив это высказывание с еще более ранним утверждением автора в его учебном курсе 1949 г. о том, что "статистическая закономерность существует независимо от измерений как объективная закономерность природы" ([25], с. 348), мы убеждаемся в давнем возрождении у автора идеи, окончательно сформулированной им в книге 1966 г. [22].

продолжали печатать свои спекулятивные надстройки, не обращая никакого внимания на неоднократно опубликованное отклонение Блохинцевым исходного пункта их антинаучных построений. Сотрудники Института истории естествознания и техники во главе с Алексеевым умудрились продемонстрировать коллективную необъективность, вообще не упомянув ни одной работы Блохинцева, в позже написанном объемном труде на тему обоснования квантовой теории [31].

Обошел молчанием важнейший вывод Д.И.Блохинцева о двойственной природе исходного объекта ($M + \mu$) и Б. Я. Пахомов — единственный из философов, действительно развивавший тогда объективную интерпретацию квантовой механики на основе физики элементарных частиц [32, 33].¹³ Редким, но весьма показательным исключением из этого заговора игнорирования важнейшего для выяснения объективного содержания квантовой механики результата оказалась монография лидера философов по вопросам естествознания М. Э. Омеляновского [34]. В этой книге в главе 2, посвященной проблеме объективной реальности в квантовой теории, автор также обходится без упоминания идеи Блохинцева об исходной системе, но в конце книги в разделе, посвященном теории измерений, излагается эта идея как пример антидиалектического подхода, отрицающего относительность к средствам наблюдения (см. с. 258–260). Вывод Д. И. Блохинцева основан на констатации фактов действительного применения квантовой механики к начальным системам, включающим, кроме микрочастицы, и конкретные макроскопические заданные условия ее движения. Поэтому такой вывод не может быть отклонен философскими соображениями. Философские же симпатии автора книги [34] на этот раз проявились весьма четко.¹⁴

Подобный "плюрализм", на десятилетия замалчивающий неудобные важные результаты, может возникнуть только в таком обществе свободно обсуждающих философские проблемы физики, которое далеко еще не достигло подлинно научной общности исследователей этих проблем.

¹³Но его умолчание явно не было преднамеренным, а явилось результатом упущения самого автора, который в своем построении объективной интерпретации квантовой механики не учитывал определяющее значение начальной макрообстановки.

¹⁴Так, в отличие от своей прежней резкой критики лидеров копенгагенской школы здесь М. Э. Омеляновский лишь слегка критикует Гейзенберга, но уже с другой, противоположной стороны: "Таким образом, в процессе познания (объективно реальной) природы объективное и субъективное не должны противопоставляться и отрываться друг от друга, как в своеобразной форме получается у Гейзенберга ..." ([33], с. 37). Свое же назначение как философа автор видит в диалектическом осмыслении формулировок копенгагенской школы, а их последние уточнения представителями этой школы, по его мнению, "свидетельствуют о новом торжестве материалистической диалектики в физике." (с. 33). Понятно, что вывод Блохинцева лишает основания всю эту диалектическую, но явно не материалистическую конструкцию.

Приведенный в доказательство этого вывода пример вовсе не единичен. Моя основная работа по проблеме интерпретации квантовой механики [2] вообще не обсуждалась в советской философской литературе, хотя на западе на ее долю выпал определенный успех.¹⁵ Такая же участь полного замалчивания постигла и мои работы [35], [36], непосредственно продолжившие идеи Д.И.Блохинцева по пересмотру проблемы измерений и содержавшие разъяснения необоснованности работ указанных выше апологетов субъективно-приборного направления.

Так что важнейшая работа по установлению объективного статуса квантовой механики проводилась советскими физиками без прямой поддержки со стороны философов, хотя, конечно, некоторые из них своими заблуждениями в духе субъективно-приборной концепции значительно стимулировали сами поиски правильного объяснения всех особенностей квантовых законов. Выяснению объективного статуса квантовой теории, лежащего в основе создания реалистической интерпретации квантовых законов, мы специально посвящаем самостоятельный раздел.

3. Объективный статус квантовой механики

Прежде всего уточним, что любое научное построение всегда несет в себе субъективные черты своих создателей, их знаний и убеждений. Теоретическая модель любого физического явления не может быть исключением из этого правила. Подобно скульптору, выбирающему по своему усмотрению материал для своего творения, ученые для построения теоретической модели могут выбрать различные математические средства из арсенала известных в данную эпоху. В этом случае теоретические модели одного и того же явления могут отличаться в гораздо большей степени, чем скульптурные портреты одного лица, выполненные в разных материалах. Самый яркий пример этому — матричная механика Гейзенберга и волновая механика Шредингера. Черты субъективизма несут, естественно, и толкования открытых загадочных закономерностей, поскольку их авторы пытаются выдвинуть полное объяснение без видимых пробелов и тем самым выполнить работу, быть может, нескольких поколений исследователей.

¹⁵Так, благодаря этой статье [2] и статье в УФН [19] я был приглашен в состав редколлегии созданного в 1988 г. Международного журнала "Foundations of Physics Letters", а Миланское издательство Jasa Book в энциклопедической серии EDO выпустило мою книгу, изложившую новый взгляд на специальную теорию относительности [37].

А это невозможно сделать, не заполняя пробелы субъективными соображениями, или, проще говоря, собственными домыслами.

Так что в общем случае речь может идти лишь об относительном уровне объективности истолкования научного творения и возможности дальнейшего его повышения. Научно-естественные творения человека тем и отличаются от произвольных фантазий, что в них объективное соответствие внешнему миру всегда значительно преобладает над субъективным. Создатель статистической интерпретации квантовой механики Макс Борн эту мысль выразил такими словами: "Тот, кто считает, что единственной существенной реальностью является область идей, духа, не будет заниматься естествознанием. Естествоиспытатель же должен быть реалистом, он должен видеть в своих чувственных впечатлениях нечто большее, чем галлюцинации, а именно информацию, идущую от реального внешнего мира." ([38], с. 207). В отношении же квантовой механики за 70 лет ее существования многое прояснилось и в понимании ее сущности, и в выяснении ее объективного статуса.

Действительно, Н. Бор, например, поясняет, что квантовомеханическое описание имеет "совершенно объективный характер в том смысле, что оно обходится без явной ссылки на какого-либо наблюдателя" ([39], с. 142). В. Гейзенберг также подчеркивал, что "квантовая теория не содержит никаких действительно субъективных черт, и она вовсе не рассматривает сознание физика как часть атомного события" ([40], с. 34).¹⁶

3.1. О так называемой относительности свойств микрообъектов к средствам наблюдения

Копенгагенская интерпретация квантовой механики, помимо глубокого физического содержания этой теории, включает некоторую философскую надстройку, явно затеняющую объективный характер этих закономерностей. Именно эту позитивистскую надстройку пытаются "диалектически" осмыслить большинство наших философов, развивающих субъективно-позитивистский взгляд на теорию.

Сделанный Д. И. Блохинцевым из анализа фактического содержания квантовой механики вывод об исходной системе, описываемой волновой функцией, позволяет освободиться от всеобщего заблуждения об обяза-

¹⁶В этом пункте лидеров копенгагенской школы фактически существенно подправляют наши "марксисты" из Ужгорода [29], [30], упорно настаивая на решающем значении именно фиксации наблюдателем положения стрелки на приборе. Показательна также приведенная выше критика Гейзенберга справа, поскольку она свидетельствует об опережающем развитии нашей философии в направлении слияния субъективного и объективного ([34], с. 37).

тельной причастности измерительного макроприбора к формированию начального состояния микрообъекта. Это уточнение Блохинцева должно быть положено в основу обсуждаемой объективной трактовки данной теории, но его вовсе недостаточно для отклонения основного положения о решающей роли прибора на остальных стадиях эксперимента с квантовыми системами.

Общепринятый сейчас вывод об относительности свойств микрообъекта к средствам наблюдения основывается на признании решающей роли последующего выбора типа внешнего воздействия на исходные квантовые системы. От этого выбора целиком зависит тип фиксируемых конечных состояний систем. То есть будут ли фиксироваться координаты микрочастицы в конечном состоянии, и соответственно будет измеряться предсказанное квантовой механикой статистическое распределение по этой переменной, или же будет проводиться не совместимый с первым эксперимент с фиксацией значений импульсов микрочастицы в конечном состоянии при полном отсутствии информации о координате частицы в этом конечном состоянии. Существование таких взаимоисключающих экспериментов, относящихся к фиксации в конечном состоянии физических величин (соответствующие операторы которых не коммутируют), составляет глубокое физическое содержание принципа дополнительности, и ни одна достаточно полная интерпретация теории не должна игнорировать эту научную истину.¹⁷

С другой стороны, истолкование указанных научных фактов в качестве доказательства относительности свойств микрообъекта к средствам наблюдения вызывает естественное сомнение у сторонников видеть во всякой научной теории отражение объективных свойств материального объекта. Ссылки на то, что физический прибор есть определенная материальная система, вступившая во взаимодействие с микрообъектом, не могут устранить возражения подлинного материалиста по той простой причине, что физическая теория в такой трактовке оказывается не применимой к описанию тех же процессов излучения атомов, происходящих в доисторические времена. Это действительно принципиальная трудность ортодоксальной трактовки. И для устранения этой трудности вовсе недостаточно

¹⁷ Следует уточнить, что неоспоримым фактом является существование взаимоисключающей ситуации из-за несовместимости собственных волновых функций для таких величин. Фактом также является и то, что формализм квантовой теории в соответствии с принципом наблюдаемости строго разграничивает эти различные аспекты теоретического описания как дополнительные друг к другу. Однако запрещать будущей субквантовой теории скрытого движения микрочастиц объединять эти дополнительные физические величины в единый теоретический образ нет и не может быть никаких серьезных оснований. Само распространение начала принципиальной наблюдаемости на будущую теорию было бы равносильно запрету на научный поиск теории скрытого движения микрочастиц.

общей веры в объективность законов микромира, необходимо найти действительные аргументы против заблуждений в проблеме измерения в квантовых явлениях.

Действительно, возражений философского характера, как бы ни казались они нам убедительными, вовсе недостаточно для отклонения любого утверждения, выводимого из естественно-научных фактов.¹⁸ Возникшие по философским соображениям сомнения могут быть лишь поводом для более тщательного рассмотрения вопроса с целью проверки обоснованности ранее сделанного вывода.

Для этого нам придется обратиться к детальному рассмотрению и серьезному пересмотру всей проблемы измерений в квантовой механике. Отметим при этом, что миф об исчерпывающем изучении этой проблемы при создании копенгагенской интерпретации теории просто не соответствует действительности, хотя бы в связи с приведенным выше нами фактом отождествления с прибором наблюдения всех частей экспериментальной установки, предназначенной в основном для воспроизведения физического явления в контролируемых лабораторных условиях. В критическом анализе нам не придется ориентироваться ни на авторитеты, ни на общепринятость отдельных утверждений.

Действительно, обсуждаемый вывод об относительности свойств микромира к средствам наблюдения делался и лидерами копенгагенской школы, и на нем неоднократно настаивал академик В. А. Фок во всех своих выступлениях, начиная со статьи 1957 г. в УФН [42]. А лидер наших философов из ИФ АН СССР М. Э. Омеляновский, вопреки ожиданиям стихийных материалистов, так сказать, освятил этот вывод специалистов от имени передовой философии: "Описание физических явлений на основе идей относительности к условиям (или средствам) наблюдения означает, что квантовая теория совершает новый шаг в познании объективной реальности природы ..." ([34], с. 37). По поводу общего признания обсуждаемого тезиса в 1981 г. на Третьем Всесоюзном совещании по философским вопросам естествознания в своем выступлении я особо подчеркивал, что критикуемая мною "философская концепция относительности свойств микрообъектов к средствам наблюдения после длительного периода колебаний за последние 12-13 лет была принята подавляющим большинством советских ученых." ([36], с. 386).

¹⁸Мы не должны следовать примеру Ю. М. Ломсадзе, который ссылками на диалектический материализм расчищал место для своей интерпретации квантовой механики. Так, в 1972 г. совсем не в духе демократизма, установившегося тогда на философском фронте он писал: "Обе эти концепции, однако, должны быть отвергнуты как противоречащие фундаментальному положению диалектического материализма ..." ([41], с. 45).

3.2. О необходимости пересмотра проблемы измерений в квантовой механике

К сожалению, и в работах Д. И. Блохинцева мы не найдем прямых возражений против этой общепринятой концепции, что было связано, как будет показано ниже, с его конкретной недоработкой в части проблемы измерений в квантовой механике. Правда, он неоднократно и в весьма образных выражениях указывал сторонникам субъективно-приборного подхода на невозможность в рамках ортодоксальной трактовки теории описать квантовые процессы, происходящие в доисторические времена ([22], с. 122; [24], с. 133). Этим он вызывал явное замешательство в рядах своих оппонентов, пытавшихся отклонить вопрос как некорректно поставленный или предлагавших мысленно перенести наблюдателя во времена динозавров.

Однако курьезность всей ситуации состояла в том, что и сам автор этой критики, похоже, не подозревал о невозможности также и на основе развитой им концепции дать последовательное описание квантовых процессов в доисторические времена. Для этого вовсе недостаточно декларативных заявлений о признании объективности данной научной теории — необходимо иметь её воплощенной в самом научном учении, причем последовательно во все стадии повествования об этом научном знании. А таким истолкованием квантовой теории Д. И. Блохинцев не обладал. Известно, какой большой путь раздумий пришлось пройти автору одного из первых у нас учебных курсов по квантовой механике 1944 г. [43]¹⁹ до окончательного осознания им в 1966 г. объективного статуса исходной квантовой системы. Он преодолел тогда лишь первый "бастион" позитивистской надстройки копенгагенской школы о приборном происхождении макроокружения для микрообъекта. Он понял, что приведенных им еще во 2-м, расширенном, издании своего курса²⁰ примеров ансамблей (ансамбля космических лучей

¹⁹Выпущенный еще до окончания Отечественной войны этот курс Д. И. Блохинцева имел более чем скромный вид (в мягкой невзрачной обложке и на серой, почти газетной бумаге), но для меня, как и для многих молодых людей моего времени, он стал путеводителем в мир загадочных, не имеющих рационального объяснения атомных явлений. Эту редкую книгу, будучи студентом Московского инженерно-строительного института, я ходил в 1945 г. изучать в читальный зал Библиотеки им. А. С. Пушкина на Спартаковской. Хорошо помню, что у меня была постоянная трудность завладеть тогда единственным экземпляром этой книги, поскольку ее регулярно изучал мой коллега и постоянный конкурент по институтским конкурсам студент Сергей Божич, который, в отличие от меня, так и не решился бросить институт и сменить специальность. Книга же Д. И. Блохинцева и сборник статей классиков релятивизма (под редакцией В. К. Фредерикса и Д. Д. Иваненко) окончательно подтолкнули меня на решительный шаг уйти в середине третьего курса на инженерно-физический факультет ММИ.

²⁰Тогда в 1949 г. мне довелось впервые увидеть автора учебника, сыгравшего столь важную роль в моем выборе пути на всю жизнь. Наш профессор И. Е. Тамм стал приглашать студентов старших курсов на свой научный семинар на Миуссы, где тогда помещался ФИАН. Я уже хорошо знал всю элиту этого научного семинара. Кроме преподававших у нас в Институте акад.

и ансамбля радиоактивных атомов) уже достаточно для отклонения требования обязательности участия приготавливающей части прибора. В этом расширенном издании курса квантовой механики автор в конце добавил специальный параграф "Некоторые гносеологические вопросы", из которого мы, студенты, впервые узнали о резком расхождении автора с Н. Бором в вопросах истолкования квантовой теории. Для меня, тщетно пытавшегося понять сущность квантовой механики, это отсутствие согласия между автором учебника и создателем теории означало одновременно и отсутствие ясности среди самых крупных авторитетов в физике, а, следовательно, и возможность молодым физикам участвовать в одной из самых интересных, по моему глубокому убеждению, областей науки — в поиске объяснения уже открытых, но далеко не осознанных законов физического мира.

В моих работах ([2], с. 146, [35] и [36]) подчеркивалось, что и в случае стандартного проверочного опыта в квантовой физике совершенно неправильно приготавливающую часть прибора отождествлять с прибором наблюдения. Эта часть прибора относится к воспроизведению объекта исследования в лабораторных условиях, к выделению макроскопическими средствами "чистого" квантового ансамбля. На практике квантовые измерения чаще всего проводятся со смешанным ансамблем. Так, спектрометрические измерения обнаруживают мельчайшие примеси атомов натрия по характерной желтой линии на фоне излучений других элементов, и Р. Вуд был первым, кто применил спектрометрию в криминалистике. Все эти баналь-

М. А. Леонтовича, проф. Г. С. Ландсберга и проф. Е. Л. Фейнберга, постоянное ядро теоретического семинара составляли также проф. М. А. Марков и проф. В. Л. Гинабург. Однажды, запоздав к началу семинара, я приоткрыл слегка дверь, чтобы дождавшись паузы в разговоре на семинаре, войти в небольшой по современным масштабам зал. В просвете приоткрытой двери вырисовывался яркий внешности неизвестный мне тогда ученый, он уверенно восседал на отдельном стуле в самом центре научного олимпа. Прощмыгнув на задний ряд аудитории, я сразу же навел справку об этом ученом с внешностью римского патриция. Узнав, что это — Блохинцев, я был приятно удивлен встречей с автором учебника о волноватых меня тогда загадочных законах микромира.

Много позднее в Дубне я увидел удивительную фотографию Дмитрия Ивановича, выполненную замечательным фотографом-портретистом Ю. А. Тумановым. На этой фотографии Д. И. Блохинцев снят стоящим под портретом М. Ломоносова среди других сидящих на первых рядах известных ученых. Фотограф поймал момент, когда поворот головы выступавшего совпал с поворотом головы на портрете. Эффект получился потрясающий: для полного сходства не хватало только белого парика. Фотография эта экспонировалась на выставке под названием "Потомки Ломоносова", я же выпросил ее у фотографа к своей статье о Дмитрии Ивановиче в газете "Московский университет" март, 1993), в которой есть такие слова о внутреннем сходстве с великим универсалистом русской науки: "Но даже простое перечисление разнообразных направлений, в которых получены эти достижения, характеризует поразительную многогранность его таланта, позволяет считать Дмитрия Ивановича достойным последователем весьма редкого универсализма творчества, идущего в русской науке от великого М. Ломоносова и продолженного такими учеными, как Д. И. Менделеев, В. И. Вернадский и С. И. Вавилов."

Примечание. Эта фотография помещена в настоящем сборнике.

ные истины приходится здесь приводить, чтобы показать неотвратимость падения первого "бастиона" копенгагенской надстройки.

Однако самый главный пункт этой надстройки об относительности свойств микрообъекта к средствам наблюдения оставался почти не затронутым падением первого "бастиона". Правда, проведенное В. А. Фоком расчленение дальнейшей физической установки на анализирующую и регистрирующую части открывало путь к дальнейшей объективизации квантовой теории измерений. Но Д. И. Блохинцеву встать на этот путь помешала его твердая уверенность, что усилительный процесс в детекторе принципиально необходим как элемент необратимости квантового перехода в конечное состояние.²¹ И в связи с этим он даже искал пример того, что "в природе может осуществляться "детекторная ситуация" ([24], с. 135). Замечание Д. И. Блохинцева о недостаточности для нарушения когерентности волн только разложения под действием определенного анализатора на соответствующие собственные состояния имеет весьма важное значение для всего пересмотра теории измерений в квантовой механике. Учитывая это замечание, мы добавляем, что на самом деле необходимая необратимость вносится начальным актом взаимодействия микрочастицы, а вовсе не усилительным процессом в детекторе. В искровых камерах усилительный процесс задержан подачей высокого напряжения, и он не может оказать никакого влияния на давно прошедшую микрочастицу. Необходимая необратимость может вноситься также актом распада микрочастицы или спонтанным излучением фотона возбужденным атомом. Микрособытием с выделением энергии должен закончиться процесс реализации перехода из возможного в действительное, из исходного состояния в одно из возможных конечных состояний. Этим же микрособытием заканчиваются и все квантовые процессы в природе как в доисторические времена, так и во времена существования познающего субъекта, поскольку процессы происходят, не дожидаясь создания "детекторной ситуации". Только в специальном проверочном эксперименте макросуществу потребуются использовать усилитель микрособытия до макроскопического масштаба.

Принципиальная схема детектора была рассмотрена Д. И. Блохинцевым [22], [236]. Он показал, что детектор должен представлять собою ква-

²¹В своем ответе на мою рецензию [44] на его книгу [22] Д. И. Блохинцев писал: "В этой рецензии в целом положительно оценивается моя работа, и, насколько я могу судить, рецензент склонен идти дальше меня в толковании квантового ансамбля как объективной реальности. ... А. А. Тяпкин считает, что детектор не является обязательным звеном в процессе преобразования исходного ансамбля (который мы ради простоты будем считать "чистым") в ансамбль смешанный, возникающий под действием анализатора. ... Однако имеется существенная тонкость, которая все же говорит в пользу моей трактовки. ... Только после срабатывания детектора частица полностью теряет свою связь с исходным ансамблем и вместе с тем способность к интерференции" ([24], с. 133 и 135).

виустойчивую макросистему, в которой под действием микрочастицы развивается макрособытие перехода системы в новое устойчивое положение. Детектор и есть тот прибор, к которому в полной мере относится термин "прибор наблюдения". Он фиксирует факт перехода квантовой системы в конечное состояние. При многократном его использовании детектор становится "прибором измерения", поскольку с его помощью определяются вероятности переходов в различные конечные состояния. Но детектор не имеет никакого отношения к специфике квантовых явлений, к тем особенностям квантовых процессов, которые называют относительностью свойств микрообъектов.²²

Этот процесс перехода квантовой системы $(M + \mu)$ из начального состояния, описываемого волновой функцией Ψ_M , в одно из возможных собственных состояний $\Phi(L)$ для наблюдаемой L в квантовой механике во всех вариантах ее трактовки принято называть измерением. Эта сложившаяся терминология на самом деле имеет полное оправдание только в предельном случае $\hbar \rightarrow 0$. В квантовом случае у нас нет основания считать, что данное значение λ_i переменной L было присуще этой величине L до воздействия, вызвавшего переход в новое состояние $\Psi_M \rightarrow \Phi_i(L)$. До воздействия на исходную систему $(M + \mu)$ микрочастица обладала только потенциальной возможностью перехода в состояние с данным значением λ_i .

На этом уточнении всегда настаивал В. А. Фок в развитой им интерпретации теории на основе потенциальных возможностей. Я уверен, что все неудачи попыток построения статистической теории скрытого движения микрочастицы обусловлены именно пренебрежением этим важным уточнением В. А. Фока. Классическую броуновскую частицу мы фотографируем мгновенной вспышкой света именно в той точке поля микроскопа, в которой она была до мгновенного включения света. Для квантовой частицы в общем случае у нас не может быть уверенности в таком измерении даже одной переменной. Только в одном случае такая уверенность появляется, когда начальное состояние системы уже совпадает с собственным состоянием при $L = \lambda_i$. К сожалению, В. А. Фок не сделал из всего этого вывод о весьма условном применении термина "измерение" в квантовой механике для фиксирования значения переменной лишь для будущего состояния микрочастицы $\Phi_i(L = \lambda_i)$

²²Здесь мы должны отметить справедливость замечания философа М. Э. Омеляновского, который писал по поводу утверждения Д. И. Блохинцева о влиянии микрообъекта на прибор: "Но разве квантовая механика изучает такого рода воздействия микрообъекта на прибор?" ([34], с. 260).

3.3. Концепция квантовых переходов

Если не прибегать к широко распространенной, но весьма нестрогой терминологии квантовых измерений, то решаемую квантовой механикой задачу можно четко сформулировать как теоретическое предсказание вероятностей перехода из определенного макроскопически заданного исходного состояния квантовой системы в различные конечные состояния с фиксированными значениями физических величин, называемыми поэтому собственными состояниями для данной физической величины. Переходы эти происходят в результате определенного внешнего воздействия на квантовую систему, которым определяется класс физических величин, приобретающих фиксированные значения в конечных состояниях.

Но переходы в квантовых системах могут происходить и спонтанно под влиянием процессов взаимодействия либо внутри всей квантовой системы, как, например, в случае спонтанного излучения фотонов возбужденными атомами, либо внутри одной из частей системы, как в случае распада мезонов в мезоатомах. Физика элементарных частиц дает много примеров спонтанных переходов квантовых систем, когда в результате распада частицы по определенным каналам происходит фиксация соответствующих внутренних квантовых чисел.

Так, при распаде нейтральных K -мезонов на два пиона внутреннее квантовое число CP -четности фиксируется равным $+1$, а при распаде на три пиона оно равно -1 . И бессмысленно спрашивать, какое же число четности присуще K -мезонам до распада. Оно у них неопределено: в том смысле, что с определенной вероятностью $|c_+|^2$ обнаруживает значение четности $+1$ и соответственно с вероятностью $|c_-|^2 = 1 - |c_+|^2$ обнаруживает значение четности -1 . Нельзя себе представить, что в пучке у нас два сорта K -мезонов: с CP -четностью $+1$ и -1 . Дополнительный эксперимент по исследованию взаимодействий K -мезонов с веществом обнаружит у них квантовые числа странности $S +1$ и -1 . Примесь античастиц ($S = -1$) обязательно обнаружит эксперимент, если только $|c_+|^2 \neq |c_-|^2 \neq 1/2$. В опытах с нейтральными K -мезонами явно выступают квантовые переходы в виде распадов частиц. Сам распад частицы фиксирует квантовое число CP -четности, когда K^0 -мезона уже не существует. Аналогично и со странностью K^0 -мезона. Ее можно фиксировать не только при сильном взаимодействии мезона с протоном, но и при редких полулептонных распадах. Вся приборная часть здесь выступает только при фиксации продуктов распада. Анализатором здесь выступают сами либо слабые взаимодействия, фиксирующие распад на четное или нечетное число пионов и соответствующую комбинированную четность частицы, либо сильные взаимодействия, фиксирующие странность частицы. Дополнительные аспекты здесь не за-

темнены приборной ситуацией. Поэтому совершенно правильно здесь говорить об относительности к взаимодействиям, следуя Б. Я. Пахомову.²³

Но, конечно, и в атомной физике анализаторы, вызывающие квантовые переходы, имеют такую же объективную природу. Спонтанные излучения возбужденных атомов имеют еще более наглядную объективную природу, когда в лаборатории изучают спектры фотонов, пришедших от далеких звезд. Только в полностью лабораторном опыте по проверке квантовых предсказаний возникла терминологическая путаница, когда к прибору наблюдения отнесли и анализирующую часть установки, которая вызывает предсказанные теорией квантовые переходы.

Квантовая механика удивительным образом дает описание вероятностей таких переходов, оставляя за чертой своей компетенции описание самих переходов микрочастицы в новое состояние и соответствующую перестройку начальной волновой функции в волновую функцию конечного состояния (процесс редукции волнового пакета). При этом исходят из разложения волновой функции начального состояния Ψ_M в суперпозицию собственных состояний $\Phi_i(L)$ или $\Phi_i(K)$ для различных величин L или K :

$$\Psi_i = \sum c_i \Phi_i(L) = \sum a_i \Phi_i(K), \quad (3.1)$$

где коэффициенты разложения c_i и a_i дают вероятности соответствующих переходов $W_i(L = \lambda_i) = |c_i|^2$ и $W_i(K = \kappa_i) = |a_i|^2$. Собственные функции разложения находят из следующих уравнений:

$$L \Phi_i = \lambda_i \Phi_i \quad \text{и} \quad K \Phi_i = \kappa_i \Phi_i, \quad (3.2)$$

где L и K есть линейные самосопряженные операторы соответствующих величин L и K . Собственные функции каждой величины образуют полный набор ортогональных функций, что означает возможность любой вектор в гильбертовом пространстве представить суперпозицией (3.1).

Как и всякая теоретическая модель, квантовая механика пользуется идеализацией действительности. Так, квантовая механика исходит из возможности сколь угодно точного определения макроскопическими средствами

²³Но в опытах с пучками элементарных частиц несколько труднее увидеть присутствие начальной макроустановки, задающей начальное состояние пучка. К ней относится место генерации нейтральных K -мезонов и наличие вещества перед регистрирующей установкой. Учет этих обстоятельств необходимо добавить к анализу, проведенному Б. Я. Пахомовым [33]. Другое добавление к этому анализу состоит в рассмотрении действия регенератора (вещества перед установкой) на пучок, состоящий только из долгоживущих мезонов ($CP = -1$). При этом будем мыслить прохождение через установку по одному K -мезону. Мы увидим, что в этом опыте, как в эксперименте с интерференцией одиночных фотонов, для объяснения результатов не обойтись без гипотезы "пустой" волны.

отдельных собственных значений λ_i или отдельно κ_i .²⁴ Но квантовая механика вносит и принципиальные ограничения, связанные с несовместимостью собственных функций некоторых классов физических величин. Кано­нически сопряженные динамические величины координаты и импульсы частицы, которые в классической механике полностью характеризовали ее движение, в квантовой механике попадают в различные классы несовместимых между собой квантовых переходов. Операторы этих физических величин не коммутируют, и из-за этого их собственные состояния не совместимы между собой.

Это значит, что при переходе системы в квантовое состояние с определенным значением импульса p_i ($\Delta p_i = 0$) мы получаем полностью неопределенную координату ($\Delta q_i = \infty$) в этом конечном состоянии монохроматической волны $\Phi_i = (2\pi\hbar)^{-1/2} \exp\{ip_i q_i / \hbar\}$. Аналогичная ситуация получается и при фиксировании координаты q_i ($\Delta q_i = 0$). Для соответствующего перехода получим конечное состояние с $\Delta p_i = \infty$. Так что возникающие ограничения — вполне умеренная плата за открывшееся познание переходов системы ($M + \mu$) в конечные системы ($A_p + \mu$) или ($A_q + \mu$). Введенными обозначениями мы хотели подчеркнуть, что получаемым конечным состояниям с волновыми функциями $\Phi_i(p)$ и $\Phi_i(q)$ отвечают свои макроусловия A_p и A_q .

Нам остается получить сведения о начальной системе, измеряя статистические распределения $f(p_i)$ и $\rho(q_i)$. Если описывается нестационарное состояние, то в соответствии с уравнением Шредингера будут во времени изменяться и предсказанные распределения. В этом случае измерения вероятностей должно проводиться в одно и то же время для индивидуальных событий.

3.4. Статистичность квантового описания

Прежде всего следует не путать этот термин с квантовой статистикой, которая означает применение методов статистической физики к системам из нескольких тождественных или вообще из множества квантовых частиц, то есть статистика Ферми — Дирака для идеального газа частиц с полуцелым спином и статистика Бозе — Эйнштейна для идеального газа частиц с нулевым или с целым спином.²⁵ Нас здесь будет интересовать

²⁴П. Дирак по этому поводу особо подчеркивал, что для практического использования этой абстракции квантовой механики потребовалось бы бесконечное пространство при измерении импульса микрочастицы и бесконечная энергия для локализации микрочастицы в точке. ([4], с. 145). Но именно такие идеализированные переходы мы будем далее рассматривать, поскольку они позволяют наиболее полно сформулировать ограничения квантовомеханического описания.

²⁵Мы обращаем внимание на различное физическое содержание этих двух близких по звуковым признакам терминов, имея в виду неаккуратность их использования в философских вы-

статистичность поведения индивидуальных микрообъектов в заданных макроусловиях. Количественные характеристики реализуются для таких индивидуальных квантовых систем в ансамбле независимых повторных испытаний. Испытания должны проводиться с тождественными квантовыми системами ($M + \mu$), которые составляют некоторый квантовый ансамбль. Тождественность таких систем, естественно, задается лишь макроскопически выбором одинаковых макроусловий M . Так что квантовый ансамбль не есть какая-либо единая физическая система из многих частиц, как в квантовой статистике. В теории вероятности такому ансамблю эквивалентно будет параллельное или последовательное бросание игральных костей.

Таким образом, концепция квантовых переходов основывается на использовании не только концепции потенциальных возможностей, но и концепции квантовых ансамблей, которые в нашей литературе принято считать взаимоисключающими. Этому недоразумению был посвящен мой доклад на конференции в Греции [45], в котором была показана возможность их объединения.

Концепция квантовых ансамблей была выдвинута И. фон Нейманом [46] в 1932 г. и затем развита советскими учеными Л. И. Мандельштамом [47], К. В. Никольским [48], [49] и Д. И. Блохинцевым [25], [22] и [23]. В. А. Фока действительно неоднократно выступал против указанных выше работ советских ученых, поддерживавших эту концепцию, но, правда, свою критику он не распространял на основоположника этой концепции крупнейшего математика Иоганна фон Неймана. Мне всегда казались недоразумением выступления В. А. Фока, разделяющего вероятностную трактовку квантовой механики, против образа математического множества, называемого квантовым ансамблем, на котором реализуется эта вероятностная трактовка.

Лишь после ухода из жизни всех участников этой дискуссии я внимательно рассмотрел возражения В. А. Фока и неожиданно для себя обнаружил в них определенное рациональное зерно. Так, оказалось, что вся аргументация В. А. Фока в действительности направлена не против самого квантового ансамбля как начального коллектива, а против того, чтобы считать его статистическим коллективом. Фактически статистические совокупности, на которых задано распределение вероятности, возникают в квантовой механике на более поздней стадии завершения перехода в конечное состояние. И, как правильно отмечал В. А. Фок, получаемое распределение $f(p_i)$ или $\rho(q_i)$ зависит от типа реализованного в опыте анализатора. Так что мы сейчас должны согласиться с В. А. Фоком только в том, чтобы не называть исходный ансамбль в квантовой механике статистическим ансамблем, но не в том, чтобы изъять из рассмотрения исходный ансамбль,

ступлениях многих авторов.

состоящий из макроскопически тождественных независимых индивидуальных систем ($M + \mu$), к которым относится волновая функция Ψ_M .

Действительно, не всякое множество является статистическим, а только такое множество, на котором задано распределение вероятности. А начиная с фон Неймана, все сторонники концепции квантовых ансамблей трактовали их статистическими. В работе [45] я предложил квантовые ансамбли считать ансамблями потенциальной возможности, поскольку они представляют собой множества, для которых заданы определенные потенциальные возможности перехода их в действительные статистические распределения различных физических величин. Таким образом, мы лишний раз подчеркнули важность идеи потенциальной возможности, реализуемой в ходе самого процесса, называемого по недоразумению "измерением". Как выпадение кристалла из пересыщенного раствора есть физический процесс образования новой формы существования молекул данного вещества, так и квантовые состояния с фиксированным значением импульса $\Phi(p_i)$ есть новое квантовое состояние, реализованное из исходного состояния Ψ_M весьма сложным процессом, лежащим за пределами компетенции современной теории.

Дальнейшее расхождение В. А. Фока со сторонниками квантовых ансамблей было по вопросу, относится ли волновая функция Ψ_M к одной частице или к квантовому ансамблю. В этом вопросе обе стороны допускали непростительную ограниченность по давно решенной в классической статистике проблеме. Мы можем аналогичный вопрос поставить и на примере игральных костей. Ведь статистическое свойство выпадения каждой грани в среднем около $1/6$ реализуется в статистическом ансамбле независимых повторных испытаний. Но вместе с тем оно определяется и конструкцией самой игральной кости, шестигранной структурой ее кубической формы. Кость в виде октаэдра имела бы другую статистику $1/8$.

Следовательно, и в случае квантовой механики мы должны считать волновую функцию относящейся к одной частице в макроскопически заданных условиях, но количественно проявляющей себя в ансамбле потенциальных возможностей, поскольку ансамбль состоит из индивидуальных макроскопически тождественных систем. В этой формулировке мы подчеркиваем, что количественные характеристики, извлекаемые из волновой функции, относятся только к статистическим подансамблям их реализующим, которые возникают из начального ансамбля потенциальных возможностей. Но сами статистические свойства принадлежат, конечно, индивидуальным системам ($M + \mu$) и воздействию на них анализаторов различного типа A_p и A_q .²⁶

Д. И. Блохинцев правильно подчеркивал, что "субъективная трактовка волновой функции покоится на забвении ее статистической сущности" ([25], с. 551). Однако он часто на вопросы, поставленные им об одной микрочастице, давал ответ, относящийся к ансамблю частиц. Так, он писал: "...коль скоро соотношение де Бройля признается правильным, то импульс частицы p не может быть функцией координаты частицы x ". ([25], с. 59). Но соотношение между импульсом частицы и длиной волны должно иллюстрироваться на примере квантового ансамбля. В данном случае это — поток монохроматических частиц с импульсом p не может характеризоваться координатой x , как, впрочем, и поток классических частиц.

С другой стороны, Д. И. Блохинцев часто маскировал истинный смысл квантового ансамбля как совокупности индивидуально проведенных испытаний с отдельными квантовыми системами. Поэтому даже его друг М.А.Марков в своей последней работе по квантовой механике при обсуждении статистической интерпретации задает следующий вопрос: "Но как быть с предельными случаями "ансамбля", состоящего из одной системы, даже из одной микрочастицы?" ([50], с. 83). В этом вопросе звучит явное непонимание того, что квантовая механика только такие "ансамбли" из одной частицы и рассматривает. Таким же непониманием пронизана вся дискуссия Д. И. Блохинцева с В. А. Фоком по вопросу, относится ли квантовая механика к индивидуальной микрочастице.²⁶ В своей работе по интерпретации квантовой теории, поддерживая язык математической статистики, использованный в книгах К. В. Никольского и Д. И. Блохинцева, я все же сделал в их адрес следующее замечание: "Однако этими авторами осталась явно недооцененной основная особенность статистических ансамблей, составленных из не взаимодействующих между собой частиц, как средства выявления свойств движения индивидуальных объектов." ([2], с. 160]. Думаю, все последующие возражения Д. И. Блохинцева против

²⁶По поводу анализаторов здесь уместно будет напомнить следующее справедливое замечание Д. И. Блохинцева: "Эти спектральные анализаторы не следует представлять себе обязательно в форме лабораторного прибора" ([25], с. 77).

²⁷В 1952–53 годах В. А. Фок приказом высокого начальства был назначен по совместительству начальником теоретического сектора в Дубне. Через каждую неделю на несколько дней он приезжал из Ленинграда в тогдашнее Иваново и работал, в основном, в номере институтской гостиницы. В отличие от нас — молодежи, он явно тяжело переносил посещение территории Института за колючей проволокой. Видимо, это было связано с его тяжелыми воспоминаниями 1938 года.

Я тогда часто приезжал из Москвы и жил в той же гостинице. Несколько раз я имел возможность беседовать с Владимиром Александровичем, правда, не по вопросам квантовой механики, а по теории относительности, поскольку я имел возражение по поводу утверждения академика в опубликованной тогда в "Вопросах философии" статье об определении метрики на основании знания закона распространения света.

соотнесения волновой функции к одной частице подтверждают справедливость сделанного мною тогда замечания.

4. Заключение

Реалистическое истолкование квантовой механики, опираясь на изложенную выше объективную интерпретацию этой теории, должно ставить общие проблемы, выходящие за рамки стандартной квантовой механики. Первая из таких проблем есть природа возникновения самой статистичности квантовомеханического описания. В зависимости от решения этой проблемы по-разному идут дальнейшие пути поисков скрытого движения микрочастиц, лежащего в основе современной ортодоксальной квантовой механики.

4.1. Природа статистичности квантовых законов

Эта проблема действительно лежит за пределами стандартной теории, но предположения относительно ее решения всегда присутствовали при обсуждении интерпретации квантовой механики. Неизолированность микрообъекта от макроприбора выдвигалась причиной статистичности квантовых законов в копенгагенской интерпретации этой теории. Другую крайнюю точку зрения высказывали сторонники детерминистского движения микрообъектов: они считали, что статистичность целиком обусловлена принятым в квантовой механике способом теоретического описания. Сторонники же объективной трактовки теории пришли к почти единодушному мнению о принципиальной неустранимости статистичности квантовой механики и о вакуумном происхождении этой статистичности.

В недавно написанной работе [51] я показал возможность разрешить этот клубок вопросов на основе рассмотрения предельного перехода $\hbar \rightarrow 0$. Действительно, при таком переходе должны исчезнуть все чисто квантовые причины статистичности, связанные с конечностью кванта действия, и в то же время должны остаться статистические эффекты, обусловленные выбором теоретической схемы описания. На возможность такого подхода к выяснению причин статистичности указывает давняя работа Я. П. Терлецкого [52]. В 1937 году он опубликовал свое первое исследование, выполненное под руководством Л. И. Мандельштама. В нем автор рассмотрел предельный переход $\hbar \rightarrow 0$ для решений уравнения Шредингера, поскольку само это уравнение не допускает такого перехода. Я. П. Терлецкий показал, что само решение в предельном случае $\hbar \rightarrow 0$ превращается в

вероятностную схему описания движения классической частицы. Для нестационарного движения волнового пакета при $\hbar \rightarrow 0$ мы имеем вероятностное описание роя классических частиц с различными начальными данными. В 1927 г. П. Эренфест показал, что центр волнового пакета в предельном переходе $\hbar \rightarrow 0$ движется по траектории классической частицы [53]. На самом же деле и любая точка волнового пакета при $\hbar \rightarrow 0$ соответствует движению частицы по классической траектории только с другими начальными данными и соответствующей плотностью вероятности. Но, к сожалению, на работу Я. П. Терлецкого не было обращено должного внимания. И в науке утвердилось ложное мнение, что предельный переход $\hbar \rightarrow 0$ будто бы обеспечивает переход от статистического описания квантовой механики к динамике классической механики.

В работе [51] мною было объяснено, что в случае стационарного движения вероятностная классическая механика, к которой в предельном случае $\hbar \rightarrow 0$ пришел Я. П. Терлецкий, дает раздельное описание статистических распределений координат и импульсов частицы, взятых в случайные моменты времени с равномерной плотностью распределения. Переход от таких плотностей распределения $\rho(q)$ и $f(p)$ к траектории в фазовом пространстве представляет собой специальную задачу, которая впервые была поставлена и решена мною для одномерного случая в работе [2]. Приведенное ниже соотношение:

$$|p|f(p) = \frac{\rho^2(q)}{|\rho'(q)|}, \quad (4.1)$$

определяет траекторию в фазовом пространстве (q, p) по известным частным распределениям $\rho(q)$ и $f(p)$ ([2], с. 161). Так, если подставим в соотношение (4.1) распределения для классического

$$\rho(q) = \frac{1}{\pi\sqrt{q_0^2 - q^2}} \quad \text{и} \quad f(p) = \frac{1}{\pi\sqrt{p_0^2 - p^2}},$$

где q_0 и p_0 обозначают максимальные значения переменных, то получим уравнение эллипса для фазовой траектории классического

$$\frac{p^2}{p_0^2} = 1 - \frac{q^2}{q_0^2}.$$

Таким образом, предельный переход $\hbar \rightarrow 0$ позволил нам установить, что квантовомеханическое описание действительно содержит присущую вероятностной классической механике чисто условную стохастичность, связанную со случайным выбором начальных данных или момента наблюдения фазовых переменных. Но к этой условной стохастичности, связанной с принятой схемой описания, в квантовом случае $\hbar \neq 0$ добавляется принципиально иная стохастичность, обусловленная конечностью кванта действия.

И в этом можно убедиться различными способами. Прежде всего на основе соотношения (4.1), которое получено без каких-либо динамических предположений о траектории. Поэтому, получив с помощью этого соотношения эллипс для фазовой траектории классического осциллятора, можем теперь попытаться применить его для той же цели, используя $\rho(q)$ и $f(p)$ для квантового осциллятора в основном состоянии, а также и для броуновского осциллятора, впервые рассмотренного Н. Н. Боголюбовым [54]. Оказывается оба эти случая не дают совместимых частей соотношения (4.1). Это означает только одно: статистические ансамбли $\rho(q)$ и $f(p)$ не совместимы с предположением, что они получены при движении частицы по одной траектории в фазовом пространстве. Для броуновского осциллятора это вполне естественное заключение, поскольку он представляет собой движущуюся в поле $m\omega_0^2 q$ частицу, испытывающую независимые случайные толчки, меняющие полную энергию и саму эллиптическую траекторию в фазовом пространстве.

Для квантового осциллятора полученный вывод подтверждает известную теорему фон Неймана о невозможности введения скрытых параметров; по которым можно было бы сепарировать движение по скрытой траектории. Это заключение уже не столь тривиально, как в случае броуновского осциллятора, поскольку теорема фон Неймана подвергалась сомнению. Здесь же мы имеем заключение, основанное на общих положениях математической статистики, поскольку соотношение (4.1) было получено без использования законов классической или квантовой механики.

В работе [2] был рассмотрен более сложный случай решения обратной задачи определения по заданным частным распределениям $\rho(q)$ и $f(p)$ статистического распределения по различным траекториям в фазовом пространстве. Для броуновского осциллятора полученное соотношение приводит к естественному каноническому распределению по энергии. О результатах для квантового осциллятора мы поговорим несколько позже.

Другой метод сравнения статистичности квантовой механики и броуновского движения дает рассмотрение необычных форм представления основных уравнений соответствующих процессов. Для квантовой механики в 1927 г. Луи де Бройль предложил новую форму представления, основанную на подстановке в уравнение Шредингера волновой функции в виде $\Psi = R \exp(iS/\hbar)$ [55]. Он получил эквивалентную форму представления основного уравнения квантовой механики в виде следующей системы уравнений: уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \left(\rho \frac{\nabla S}{m} \right) = 0$$

и квантовый аналог уравнения Якоби - Гамильтона

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{2m} - \frac{\hbar^2}{4m} \left[\frac{\nabla^2 \rho}{\rho} - \frac{1}{2} \frac{(\nabla \rho)^2}{\rho^2} \right] = 0$$

с дополнительным квантовым потенциалом

$$V_Q = -\frac{\hbar^2}{4m} \left[\frac{\nabla^2 \rho}{\rho} - \frac{(\nabla \rho)^2}{2\rho^2} \right],$$

где $\rho = R^2$, а R и S есть действительные функции.

В 1947 г. советский физик Б. Т. Геликман (см. [51]) показал, что уравнение Фоккера - Эйнштейна для броуновской частицы можно представить аналогичной системой уравнений, но с дополнительным потенциалом диффузии

$$V_D = m D^2 \left[\frac{\nabla^2 \rho}{\rho} - \frac{1}{2} \frac{(\nabla \rho)^2}{\rho^2} \right],$$

где D есть коэффициент диффузии.

Отличие знака потенциалов V_Q и V_D таит в себе глубокий смысл принципиального различия в природе стохастичности этих двух процессов. Движение броуновской частицы возмущается толчками молекулярной среды, движение же квантовой частицы возмущено стохастичностью иной природы, которая математически выражается мнимым коэффициентом $D = i\hbar/2m$. Здесь важно отметить убывание от массы частицы m эффекта стохастичности, обусловленного квантом действия \hbar .

4.2. Неудачные попытки установить скрытое движение

Здесь мы не будем говорить о неудачах траекторного описания движения квантовых частиц, как несовместимых с самой квантовой механикой. Ошибочность подхода Д. Боба подробно обсуждается нами в работе [51]. Здесь мы кратко отметим трудности попыток статистического описания скрытого движения квантовых частиц. Эти попытки основаны на отыскании непосредственно ненаблюдаемой функции плотности вероятности $F(p, q)$ в фазовом пространстве, исходя из предсказаний квантовой механики для наблюдаемых распределений $f(p)$ и $\rho(q)$.

Именно такой путь построения функции совместного распределения по импульсам и координатам или смешанной матрицы плотности был в разные годы избран, вопреки запретам Н. Бора, в работах весьма авторитетных ученых: Е. Вигнера (1932), Г. Вейля (1936), Д. И. Блохинцева (1940) и П. Дирака (1945) (см. литературу в работе [2]). Однако авторам этих работ, как и их последователям, не удалось получить описание скрытого

движения микрочастиц, поскольку найденные плотности вероятности в фазовом пространстве выражались формально либо комплексной функцией, либо в некоторой области фазовых переменных принимали отрицательное значение.

В проведенном мною анализе квантового осциллятора в возбужденном состоянии также появились отрицательные вероятности для некоторых эллиптических траекторий ([2], см. с. 173).

Появление отрицательных величин для скрытой плотности вероятности, или в общем случае для ненаблюдаемой плотности вероятности в фазовом пространстве $F(p, q)$, явно свидетельствует о некорректности, допущенной в самой формулировке обратной задачи определения скрытой величины $F(p, q)$ на основе распределений $\rho(q)$ и $f(p)$, измеренных в многократно повторяемых экспериментах. Действительно, исходные соотношения классической статистической физики

$$\rho(q) = \int F(p, q) dp \quad \text{и} \quad f(p) = \int F(p, q) dq \quad (4.2)$$

не соответствуют существованию квантовой механики, выраженному наиболее полно и четко в так называемой концепции потенциальных возможностей. Эта концепция была развита советским ученым В. А. Фоком, а ее основы были заложены А. Эйнштейном и В. Гейзенбергом.

4.3. Надежды на решение проблемы статистического описания скрытого движения квантовых частиц

В работе [2] мы показали, что понятие скрытого движения микрочастицы вдоль некоторой траектории в фазовом пространстве несовместимо в рамках общих требований математической статистики с распределениями вероятности, даваемыми квантовой теорией для наблюдаемых величин. Это означает, что попытки развития квантовой теории на основе динамического движения обречены на провал.

Но и статистический подход к поиску скрытого движения наталкивается на принципиальное препятствие. Попытки описать специфически квантовые свойства (интерференционные эффекты) в терминах классической статистики всегда приводят к отрицательным значениям для плотности вероятности, найденной формально из статистической теории. Я надеюсь, что мы сможем преодолеть эту трудность, используя специальный статистический подход, согласованный с концепцией потенциальных возможностей. Иначе говоря, требуется новый статистический подход, в котором учитывалось бы, что получаемое в конечном состоянии значение "измеряемой"

величины в общем случае нельзя считать совпадающим со значением, присущим этой наблюдаемой до воздействия на систему, вызвавшего данный квантовый переход

В преодолении трудностей решения этой задачи нас должен воодушевлять пример двух великих ученых — Альберта Эйнштейна и Луи де Бройля, их глубокая уверенность в реальность движения квантовых объектов, скрытого от непосредственного наблюдения, но не их уверенность в скрытый детерминизм в квантовых процессах.

Идущая от Эйнштейна вера в необходимость создания субквантовой теории скрытого движения квантовых частиц есть важнейшая исходная предпосылка дальнейшего продвижения по этому сложнейшему пути углубления существующей теории. Но сама возможность решения этой проблемы не должна, конечно, базироваться только на вере и философских убеждениях. Крайне важно было бы еще до рассмотрения какого-либо варианта решения поставленной проблемы получить строгое доказательство единственности решения задачи о скрытом движении микрочастиц.

Напротив, доказательство многозначности возможных решений, то есть доказательство совместимости со всей совокупностью предсказаний современной квантовой теории нескольких различных допущений о скрытом движении квантовых объектов, означало бы крушение всей постановки проблемы или, в лучшем случае, непригодность сделанных общих для полученных решений теоретических посылок. В этом отношении весьма поучителен исторический пример с механическим обоснованием классической электродинамики. В конце прошлого века вслед за великим Максвеллом эту проблему пытались решать и другие ученые. Но затем Пуанкаре строго доказал многозначность решения поставленной проблемы и тем самым навсегда исключил эту задачу из научной программы следующих поколений ученых.

Материалистическая теория познания позволяет нам надеяться, что в случае с квантовой теорией мы все же имеем другую ситуацию, подобную феноменологической термодинамике и ее статистическому обоснованию как предельному приближению в теории молекулярного движения. Поэтому даже если и появится такое доказательство многозначности решения задачи о скрытом движении, то оно должно будет расцениваться не в качестве отрицания существования скрытого движения микрообъектов, а либо как принципиальное ограничение для теоретического проникновения в тайны этого движения, либо как указание на принципиальную непригодность использованных в теоретическом анализе механистических представлений. Последний вариант, устраняя агностицизм, призывает нас к поиску новых, более радикальных изменений физических представлений

о скрытом от непосредственного наблюдения движении квантовых частиц.

В целом же обсуждаемая здесь принципиальная возможность осложнения в случае появления доказательства многозначности решения сейчас, конечно, совсем не актуальна, поскольку пока не найдено ни одного решения, совместимого с квантовой механикой. И более уместно будет напомнить в конце этой статьи о цели, ради которой следует, не жалея усилий, искать решение поставленной задачи.

Так, строгое математическое решение проблемы описания скрытого движения в общем случае для квантового состояния откроет уникальную возможность объяснить механизм появления интерференционных эффектов для отдельных частиц и понять глубокое физическое содержание корпускулярно-волнового дуализма де Бройля для индивидуальных объектов, а также полностью осознать причину принципиальной статистичности явлений микромира, погруженного всегда в макрокосмос реального мира.

Литература

- [1] Бор Н. Дискуссия с Эйнштейном о проблемах теории познания в атомной физике, УФН 66, 571 (1959).
- [2] Тышкин А. А. К развитию статистической интерпретации квантовой механики ... // Философские вопросы квантовой физики. – М.: "Наука", 1970. – С. 139-180.
- [3] Борн М. УФН 59, 131 (1956).
- [4] Дирак П. А. М. Принципы квантовой механики. – М.: ГИФМЛ, 1960.
- [5] Selleri F. Lett. Nuovo Cim. Ser. 1, 1, p. 908 (1969).
- [6] Selleri F. Found. of Phys. 12, No 11, p. 1087 (1982).
- [7] Jammer M. The Philosophy of Quantum Mechanics. The Interpretation of Quantum Mechanics in Historical Perspective. – N.Y.: John Wiley, 1974.
- [8] Graham L. R. Science and Philosophy in the Soviet Union. – N.Y.: Alfred A. Knopf, 1972; а) Грэхэм Л. Р. Естествознание, философия и науки о человеческом поведении в Советском Союзе. – М.: Изд. полит. лит., 1991 (перевод с изд. 1987 г. Columbia Univ. Press).
- [9] Марков М. А. Вопросы философии, No 2, 140-176 (1947). (Более поздние перепечатки этой статьи см. в [10] с. 7 и в [50] с. 7.)

- [10] Марков М. А. Размышляя о физике... – М.: "Наука", 1988.
- [11] Философские вопросы современной физики. – М.: "Наука", 1952.
- [12] Ахундов М. Д., Баженов Л. Б. Философия и физика в СССР. – М.: "Знание", 1989.
- [13] Фок В. А. Вопросы философии, No 1, 168–174 (1953).
- [14] L'interpretazione materialistica della meccanica quantistica. Fisica e filosofia in URSS. – Milano: Feltrinelli Editore, 1972 (in Italian).
- [15] Garuccio A., Selleri F. Critica marxista, maggio 1973, (See p. 30:); а) Гаруччо А., Селлери Ф. Рецензии, опубликованные за рубежом. – М.: ИНИОН АН СССР (см. с. 13).
- [16] Ахундов М. Д., Баженов Л. Б., Игнатъев В. Н. Вопросы философии No 10, 161–168 (1988).
- [17] Философские проблемы квантовой физики: (исследования советских ученых 20–80-х годов). – М.: ИНИОН РАН, 1992.
- [18] Философские проблемы современного естествознания. (Тр. Всесоюз. совещ. по фил. вопр. естествозн., 1958.) – М.: АН СССР, 1959.
- [19] Тяпкин А. А. УФН, 106, с. 617–659 (1972).
- [20] Физическая наука и философия. (Тр. 2 Всесоюз. совещ. по фил. вопр. естествозн., 1970.) – М.: "Наука", 1973.
- [21] Знакомый, незнакомый ЗЕЛЬДОВИЧ в воспоминаниях друзей, коллег, учеников. – М.: "Наука", 1993.
- [22] Блохинцев Д. И. Принципиальные вопросы квантовой механики. – М.: "Наука", 1966.
- [23] Блохинцев Д. И. УФН, а) 45, с. 195 (1951); б) 95, с. 75 (1968).
- [24] Блохинцев Д. И. Вопросы философии, No 3, с. 127–136 (1969).
- [25] Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. – М.–Л.: ГИТТЛ, 1949. 588 с.
- [26] Дышлевый П. С. Эволюция понятия "физическая реальность" в современной физике. // Философские вопросы квантовой физики. – М.: "Наука", 1970. – с. 47–67.

- 27] Дышлевый П. С. Теоретико-познавательные особенности современной физики. // Дialeктика и современное естествознание. - М.: 1970.
- 28] Алексеев И. С. Концепция дополнительности. - М.: 1978.
- 29] Ломсадзе Ю. М., Калиберда С. Г. Некоторые особенности познания микромира. В сб. [20], с. 239-246.
- 30] Ковальчук А. Е. О понятии квантовомеханического состояния. В сб. [20], с. 247-254.
- 31] Алексеев И. С., Овчинников Н. Ф., Печенкин А. А. Методология обоснования квантовой теории. - М.: "Наука", 1984.
- 32] Пахомов Б. Я. Квантовая механика и познаваемость объективной реальности. // Философские вопросы квантовой физики. - М.: "Наука", с. 67-78.
- 33] Пахомов Б. Я. Относительность к виду взаимодействия и объективная интерпретация квантовой механики. // Сб. Философия и физика. - Воронеж: Изд. ун-та, 1972, с. 49-70.
- 34] Омеляновский М. Э. Дialeктика в современной физике. - М.: "Наука", 1973.
- 35] Тяпкин А.А. Гносеологические аспекты проблемы измерений в квантовой механике. // а) Сб. Проблемы диалектико-материалистического истолкования квантовой теории. (Материалы 4 Симпозиума по гносеолог. пробл. измерений, Ужгород, октябрь 1971). - Киев: Наукова думка, 1972, с. 87-101; б) Сб. Философия и физика. - Воронеж: Изд. ун-та, 1972, с. 38-48.
- 36] Тяпкин А. А. Концепция дополнительности и проблема философского статуса физической реальности. // Дialeктика, мировоззрение и методология современного естествознания. (Материалы 3 Всесоюз. совещ. по философ. вопр. естествозн. 1981, вып. 1.). - М.: "Наука", 1983, с. 385-389.
- 37] Tyapkin A.A. Relativita' Speciale - Milano: Jaca Book, Un'Enciclopedia EDO D'Orientamento 1992 (на итальянском яз.).
- 38] Борн М. Физика в жизни моего поколения. - М.: ИИЛ, 1963.
- 39] Бор Н. Атомная физика и человеческое познание. - М.: ИИЛ, 1961.

- [40] Гейзенберг В. Физика и философия. - М.: ИИЛ, 1963.
- [41] Ломсадзе Ю. М. Сущность доказательного диалектико-материалистического истолкования квантовой теории. // Сб. Проблемы диалектико-материалистического истолкования квантовой теории. (Материалы 4 Симпозиума по гносеологическим проблемам измерений, Ужгород, октябрь 1971). - Киев: Наукова думка, 1972, с. 2-68.
- [42] Фок В. А. Об интерпретации квантовой механики УФН, 62, с. 461 (1957).
- [43] Блохинцев Д. И. Введение в квантовую механику - М.-Л.: 1944. 482 с.
- [44] Тяпкин А. А. Вопросы философии, No 1, с. 164-167, (1969).
- [45] Tyapkin A. A. "Unification of the concepts of quantum ensembles and of potential possibilities" // in The Concept of Probability, E. I. Bitsakis and C. A. Nicolaidis, eds. (Kluwer Academic, Dordrecht 1989), p. 437.
- [46] фон Нейман И. Математические основы квантовой механики. - М.: "Наука", 1964, см. с. 221-257.
- [47] Манделъштам Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. - М.: "Наука", 1972, см. с. 325-388.
- [48] Никольский К. В. Принципы квантовой механики. УФН, 16, 537 (1936).
- [49] Никольский К. В. Квантовые процессы. - М.: "Наука", 1940.
- [50] Марков М. А. О трех интерпретациях квантовой механики. - М.: "Наука", 1991.
- [51] Tyapkin Alexei. On the limiting Transition for probabilistic Description and the Problem of hidden Motion in Quantum Mechanics. Hadronic Journal 17, No 6, 1994, p. 553-563.
- [52] Терлецкий Я. П. ЖЭТФ, 7, 1290, (1937).
- [53] P. Erenfest, Z. f. Phys. 45, 455, (1927).
- [54] Боголюбов Н. Н. О некоторых статистических методах в математической физике. - М.: "Наука", 1945.
- [55] de Broglie L. J. Phys. (Paris) 6, 225 (1927).

Коллективные моды КХД, индуцированные однородным самодуальным вакуумным глюонным полем

Г.В. Ефимов, С.Н. Неделько

Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Я.В. Бурданов, С.А. Солунин

Ивановский госуниверситет

Сформулировано обобщение модели Намбу - Йона-Лазинио, учитывающее наличие вакуумного однородного самодуального глюонного поля. Такая вакуумная конфигурация обеспечивает аналитический конфайнмент кварков. Учёт фонового поля в глюонном пропагаторе ведет к тому, что бесцветные коллективные моды описываются нелокальными кварковыми токами с полным набором квантовых чисел, включая радиальное и орбитальное числа. Эффективная мезонная теория ультрафиолетово конечна. Показано, что взаимодействие спина кварков с вакуумным глюонным полем ведет к расщеплению масс псевдоскалярных и векторных мезонов с одинаковым кварковым составом (ρ - π , K - K^*). Спектры радиальных и орбитальных возбуждений мезонов, предсказываемые моделью, являются эквидистантными, т.е. имеют реджевский характер. Такое поведение спектров следует из нелокальности кваркового пропагатора и мезон-кварковых вершин, обусловленной вакуумным глюонным полем. Другим следствием нелокальности является то, что в пределе тяжелых кварков масса кваркония стремится к сумме масс составляющих кварков, а масса мезона, состоящего из легкого и тяжелого кварков, асимптотически равна массе тяжелого кварка.

1 Введение

Дмитрий Иванович Блохинцев, учеником которого посчастливилось быть первому из авторов данной статьи, неоднократно говорил, что ключ к пониманию физики элементарных частиц лежит, образно выражаясь, "на дне адронного вакуума". Иными словами, адронный, или, по современным

понятиям, кварк-глюонный вакуум является той средой, в которой генерируется все многообразие наблюдаемых элементарных частиц. И, следовательно, понимание физики и удачная модель вакуума должны привести к качественному и количественному описанию физики адронов. В данной работе мы хотим исследовать физическую картину, которая следует из предположения, что кварк-глюонный вакуум образован вакуумными самодуальными глюонными полями. Мы не будем обсуждать вопрос, как могут возникнуть такие поля, а исследуем следствия этого предположения.

Вакуумные самодуальные глюонные поля, такие, как инстантонные решения [1]-[4], стохастические поля [5] или поля с постоянной напряженностью [6, 7, 8], широко используются для объяснения различных явлений низкоэнергетической физики адронов. В частности, Леутвилером было показано, что (анти)самодуальное однородное глюонное поле обеспечивает аналитический конфайнмент кварков [6]. К сожалению, многочисленные попытки оценить напряженность поля, соответствующую минимуму эффективного потенциала КХД, не дали однозначного ответа на вопрос о существовании однородного вакуумного глюонного поля. Причина этого вполне понятна: фазовые переходы в квантовопольевых системах, сопровождающиеся появлением ненулевого вакуумного поля, происходят, как правило, в области сильной связи. Методы сильной связи недостаточно развиты, что и препятствует успешному исследованию фазовых переходов в полевых системах. Доказательство существования вакуумного поля и оценка его напряженности из "первых принципов" представляется в настоящее время весьма сложной задачей.

Мы будем следовать иной, во многом феноменологической, точке зрения. А именно, предположим, что само- или антисамодуальное однородное глюонное поле реализует вакуум КХД при низких энергиях, и попытаемся найти такие явления в физике адронов, в которых это поле может играть важную роль. Такой подход можно реализовать на основе процедуры бозонизации стандартной модели Намбу - Йона-Лазинио (NJL) [9, 10]. Вместе с тем учет вакуумного поля в кварковом и глюонном пропагаторах требует, во-первых, нелокального обобщения модели NJL и, во-вторых, существенной модификации самой процедуры бозонизации.

Беря за основу производящий функционал КХД с вакуумным глюонным полем в евклидовой метрике [2, 11], мы строим бесцветные бислокальные кварковые токи. Затем, исходя из вида глюонного пропагатора во внешнем поле, производится разложение бислокальных токов по нелокальным кварковым токам с полным набором квантовых чисел, включая орбитальное ℓ и радиальное n числа. Идея такого разложения в общем виде обсуждалась в работе [12]. Ее реализация предполагает существование некоторого

набора ортонормированных функций, явный вид которых должен определяться физическими свойствами системы. Мы показываем, что однородное (анти)самодуальное вакуумное поле ведет к вполне определенным функциям – обобщенным полиномам Лагерра. В результате такого разложения лагранжиан взаимодействия кварков принимает вид произведения двух нелокальных кварковых токов, имеющих полный набор квантовых чисел. В отличие от неперенормируемой локальной модели NJL, обобщенная модель оказывается суперперенормируемой, причиной чего является нелокальность кварк-кваркового взаимодействия.

Следуя стандартной процедуре бозонизации, мы получаем представление производящего функционала в терминах локальных мезонных полей, взаимодействующих с нелокальными кварковыми токами. Наконец, интегрирование по полям кварков дает эффективную мезонную теорию, в которой мезон-мезонные взаимодействия описываются кварковыми петлями, содержащими нелокальные мезон-кварковые вершины и пропагаторы кварков во внешнем однородном глюонном поле. В свою очередь, эта теория ультрафиолетово конечна благодаря нелокальности мезон-мезонных взаимодействий.

Представление производящего функционала КХД, лежащее в основе модели, подразумевает усреднение всех амплитуд по некоторым параметрам вакуумного поля (подробно см. в [2, 11]). В случае однородного поля усреднение производится по его направлениям и по само- и антисамодуальным конфигурациям этого поля. В результате усреднения все адронные амплитуды инвариантны относительно цветовых преобразований и пространственных вращений.

Обобщенная модель имеет минимальный набор свободных параметров. Ими являются массы кварков, константа четырехфермионного взаимодействия (калибровочная константа КХД) и напряженность вакуумного глюонного поля.

Расчет масс легких мезонов показывает, что взаимодействие спина кварков с вакуумным глюонным полем, которое учитывается в кварковом пропагаторе, ведет к расщеплению между массами псевдоскалярных и векторных мезонов с одинаковой кварковой структурой (ρ - π , K - K^*). Учет этой динамической причины расщепления масс позволяет сократить число свободных параметров модели по сравнению со стандартной локальной моделью NJL [14].

Спектр радиальных и орбитальных возбуждений асимптотически эквидистантен при $\ell \gg n$ и $n \gg \ell$, т.е. имеет качественно правильное реджевское поведение. При реальных значениях $\ell = 1, 2$ получено количественное описание экспериментальных данных с точностью около десяти процентов.

Реджевский характер спектра следует из нелокальности мезон-кварковых вершин и кваркового пропагатора, обусловленной характером вакуумного поля.

Масса кваркония в случае тяжелых кварков равна сумме масс составляющих кварков $M \rightarrow 2m_Q$. Вместе с тем для мезонов, содержащих легкий q и тяжелый Q кварки, получаем $M \rightarrow m_Q$ при $m_Q \gg m_q$. Эти асимптотики также обусловлены нелокальностью вершин и пропагаторов и хорошо согласуются с существующими представлениями о спектроскопии тяжелых кварков.

2 Производящий функционал КХД

После интегрирования по квантовому глюонному полю производящий функционал КХД с вакуумным глюонным полем B_μ^a в евклидовой метрике может быть записан в виде [2, 11]:

$$Z = N \int d\sigma_{\text{vac}} Dq D\bar{q} \exp \left\{ \int d^4x \sum_f^{N_f} \bar{q}_f(x) (i\gamma_\mu \hat{\nabla}_\mu - m_f) q_f(x) + \sum_{n=2}^{\infty} L_n \right\}, \quad (2.1)$$

где

$$L_n = \frac{g^n}{n!} \int d^4y_1 \dots \int d^4y_n j_{\mu_1}^{a_1}(y_1) \dots j_{\mu_n}^{a_n}(y_n) G_{\mu_1 \dots \mu_n}^{a_1 \dots a_n}(y_1, \dots, y_n | B),$$

$$j_\mu^a(y) = \bar{q}_f(x) \gamma_\mu t^a q_f(x).$$

Представление (2.1) подразумевает, что поле B_μ^a характеризуется некоторым набором параметров $\{\sigma_{\text{vac}}\}$, по отношению к которым вакуумное состояние вырождено. Интегрирование по мере $d\sigma_{\text{vac}}$ означает, что все амплитуды должны быть усреднены по $\{\sigma_{\text{vac}}\}$. Функция $G_{\mu_1 \dots \mu_n}^{a_1 \dots a_n}$ — точная (без учета кварковых петель) n -точечная глюонная функция Грина во внешнем поле B_μ^a . Здесь и далее используются обозначения:

$$\hat{\nabla}_\mu = \partial_\mu - ig\hat{B}_\mu, \quad \hat{B}_\mu = B_\mu^a t^a, \quad \check{\nabla}_\mu = \partial_\mu - ig\check{B}_\mu, \quad \check{B}_\mu = B_\mu^a C^a,$$

где t^a и C^a — генераторы группы $SU_c(3)$ в фундаментальном и присоединенном представлениях.

Для изучения $(q\bar{q})$ коллективных мод рассматривают усеченную форму функционала (2.1), так что взаимодействие кварков описывается только слагаемым L_2 :

$$Z = N \int d\sigma_{\text{vac}} Dq D\bar{q} \exp \left\{ \int d^4x \sum_f^{N_f} \bar{q}_f(x) (i\gamma_\mu \hat{\nabla}_\mu - m_f) q_f(x) + L_2 \right\}, \quad (2.2)$$

$$L_2 = \frac{g^2}{2} \int d^4x \int d^4y j_\mu^a(x) G_{\mu\nu}^{ab}(x, y | B) j_\nu^b(y).$$

Стандартная модель NJL соответствует представлению (2.2) с

$$B_\mu^a = 0 \text{ и } G_{\mu\nu}^{ab}(x, y) = \delta^{ab} \delta_{\mu\nu} \delta(x - y).$$

Мы будем аппроксимировать двухточечную функцию Грина в (2.2) глюонным пропагатором во внешнем поле. Иначе говоря, предлагаемое обобщение состоит в учете вакуумного поля и в глюонном и в кварковом пропагаторах.

3 Кварки и глюоны в однородном фоновом поле

Однородное (анти)самодуальное глюонное поле имеет следующий вид [6, 7, 16, 17]:

$$B_\mu^a(x) = B_{\mu\nu}^a x_\nu = n^a B_{\mu\nu} x_\nu, \quad n^2 = 1,$$

где вектор n задает направление в цветовом пространстве, а постоянный тензор $B_{\mu\nu}$ удовлетворяет условиям:

$$B_{\mu\nu} = -B_{\nu\mu}, \quad B_{\mu\rho} B_{\rho\nu} = -B^2 \delta_{\mu\nu}, \quad \tilde{B}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} B_{\alpha\beta} = \pm B_{\mu\nu}, \quad (3.1)$$

где B — напряженность фонового поля.

Любая матрица $n^a t^a \in SU_c(3)$ может быть приведена к виду

$$n^a t^a = t^3 \cos \xi + t^8 \sin \xi, \quad 0 \leq \xi < 2\pi. \quad (3.2)$$

Поскольку хромоманнитное \vec{H} и хромоэлектрическое \vec{E} поля удовлетворяют условию $\vec{H} = \pm \vec{E}$, то направление поля в x -пространстве определяется только двумя сферическими углами (θ, φ) . Исходя из этого мера $d\sigma_{\text{vac}}$ записывается в виде

$$\int d\sigma_{\text{vac}} = \frac{1}{(4\pi)^2} \int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} d\xi \Sigma_{\pm}, \quad (3.3)$$

где знак Σ_{\pm} соответствует усреднению по само- и антисамодуальной конфигурациям, которые предполагаются равновероятными.

Кварковый и глюонный пропагаторы удовлетворяют уравнениям ($gB_\mu^a \equiv B_\mu^a$):

$$(i\gamma_\mu \hat{\nabla}_\mu - m_f) S_f(x, y | B) = -\delta(x - y), \quad (3.4)$$

$$(\hat{\nabla}^2 \delta_{\mu\nu} + 4i\tilde{B}_{\mu\nu}) G_{\nu\rho}(x, y | B) = -\delta_{\mu\rho} \delta(x - y), \quad (3.5)$$

которые могут быть решены методом собственного времени Швингера - Фока (см., например, [11]). Пропагатор кварка имеет вид

$$S_f(x, y | B) = \frac{i\hat{\nabla}_\mu \gamma_\mu + m_f}{\hat{\nabla}^2 - m_f^2 + \sigma_{\mu\nu} \hat{B}_{\mu\nu}} \delta(x - y) = e^{\frac{i}{2}(x\hat{B}y)} H_f(x - y | B) e^{\frac{i}{2}(x\hat{B}y)} \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_f(p | B) &= \frac{1}{v\Lambda} \int_0^1 ds e^{-\frac{p^2}{2v\Lambda^2}s} \left(\frac{1-s}{1+s} \right)^{\frac{\alpha_f^2}{4v}} \left[\alpha_f + \frac{1}{\Lambda} p_\mu \gamma_\mu - is \frac{1}{\Lambda} (\gamma f p) \right] \\ &\times \left[P_\pm + P_\mp \frac{1+s^2}{1-s^2} - \frac{i}{2} (\gamma f \gamma) \frac{s}{1-s^2} \right], \end{aligned} \quad (3.7)$$

где использованы следующие обозначения (см. также (3.1))

$$\begin{aligned} P_\pm &= \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5), \quad \alpha_f = \frac{m_f}{\Lambda}, \quad (xBy) = x_\mu B_{\mu\nu} y_\nu, \\ (pf\gamma) &= p_\mu f_{\mu\nu} \gamma_\nu, \quad f_{\mu\nu} = \frac{t^8}{v\Lambda^2} B_{\mu\nu}, \quad f_{\mu\rho} f_{\rho\nu} = -\delta_{\mu\nu}, \\ \Lambda^2 &= \sqrt{3}B, \quad v = \text{diag}\left(\frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{2}{3}\right). \end{aligned}$$

Знаки + и - у матрицы P соответствуют само- и антисамодуальной конфигурациям.

Введем переменную $\mu = p_\nu \gamma_\nu$. Функция $\tilde{H}_f(\mu | B)$ является целой аналитической функцией в комплексной μ -плоскости. Другими словами, пропагатор не имеет полюсов, соответствующих свободным кваркам, что означает так называемый аналитический конфайнмент кварков. Параметр Λ (напряженность B) определяет характерную область изменения $\tilde{H}_f(p|B)$ или, иначе, масштаб конфайнмента.

Слагаемое $\sigma_{\mu\nu} \hat{B}_{\mu\nu}$ в пропагаторе кварка (3.6) может трактоваться как взаимодействие спина кварка с вакуумным полем. Вторая строка в (3.7) соответствует слагаемому $\sigma_{\mu\nu} \hat{B}_{\mu\nu}$ в (3.6). Влияние такого спин-полевого взаимодействия на спектр мезонов обсуждается ниже.

Глюонный пропагатор может быть представлен в виде (см. (3.5)):

$$G_{\mu\nu}(x, y | B) = e^{\frac{i}{2}(x\hat{B}y)} D_{\mu\nu}(x - y | B) e^{\frac{i}{2}(x\hat{B}y)}, \quad (3.8)$$

$$D_{\mu\nu}^{ab}(z | B) = \delta_{\mu\nu} [K^2]^{ab} D(z | \Lambda^2) + R_{\mu\nu}^{ab}(z),$$

$$R_{\mu\nu}^{ab}(z | B) = \delta_{\mu\nu} [(1 - K^2)D(z | 0) + K^2 D_0(z | \Lambda^2)]^{ab} + 2i f_{\mu\nu} K^{ab} D_1(z | \Lambda^2),$$

$$D(z | \Lambda^2) = \frac{1}{(2\pi)^2 z^2} \exp\left\{-\frac{\Lambda^2 z^2}{4}\right\}. \quad (3.9)$$

Здесь K - матрица вида

$$K_{54} = -K_{45} = K_{76} = -K_{67} = i, \quad K^2 = \text{diag}(0, 0, 0, 1, 1, 1, 1, 0),$$

а остальные элементы K равны нулю. Фурье-образ функции $D(z | \Lambda^2)$ — целая аналитическая функция квадрата импульса. Часть пропагатора, содержащая ее, описывает распространение конфайнированных мод глюонного поля. Мы будем исходить из того, что эти моды играют ключевую роль в формировании адронных связанных состояний, а остальные слагаемые ($R_{\mu\nu}^{ab}(z)$) в первом приближении могут быть опущены.

4 Бесцветные коллективные состояния

Согласно уравнению (3.8) слагаемое L_2 в (2.2) записывается в виде

$$L_2 = \frac{g^2}{2} \iint d^4x d^4y \{ \bar{q}_f(x) \gamma_\mu t^a [e^{\frac{i}{2}(x\hat{B}y)}]^{aa'} q_f(x) \} D_{\mu\nu}^{a'b'}(x-y | B) \times \{ \bar{q}_{f'}(y) \gamma_\nu [e^{\frac{i}{2}(x\hat{B}y)}]^{b'b} t^b q_{f'}(y) \} .$$

Пользуясь тождеством

$$t_{kj}^a [e^{-i\hat{\omega}}]^{aa'} = [e^{-i\hat{\omega}} t^a e^{i\hat{\omega}}]_{kj} , \quad (\hat{\omega} = \omega^a C^a \quad \hat{\omega} = \omega^a t^a) ,$$

можно получить

$$L_2 = \frac{g^2}{2} \iint d^4x d^4y J_\mu^a(x, y) D_{\mu\nu}^{ab}(x-y | B) J_\nu^b(y, x) , \\ J_\mu^a(x, y) = \bar{Q}_f(x, y) \gamma_\mu t^a Q_f(x, y) ,$$

где $Q_f(x, y) = e^{-\frac{i}{2}(x\hat{B}y)} q_f(x)$, $\bar{Q}_f(x, y) = \bar{q}_f(x) e^{\frac{i}{2}(x\hat{B}y)}$.

Затем производится преобразование Фирца по цветовым, флейворным ($N_f = 3$) и лоренцевским индексам. Удерживая только скалярный J^{aS} , псевдоскалярный J^{aP} , векторный J^{aV} и аксиальный J^{aA} бесцветные токи, находим

$$L_2 = \frac{g^2}{2} \sum_{aJ} C_J \iint d^4x d^4y D(x-y | \Lambda^2) J_{aJ}^+(x, y) J_{aJ}(x, y) , \quad (4.1)$$

$$J_{aJ}(x, y) = \bar{q}_f(y) M_{ff'}^a \Gamma^J e^{i(y\hat{B}x)} q_{f'}(x) ,$$

$$\Gamma^S = 1 , \quad \Gamma^P = i\gamma_5 , \quad \Gamma^V = \gamma_\mu , \quad \Gamma^A = \gamma_5 \gamma_\mu ,$$

$$C_S = C_P = \frac{1}{9} , \quad C_V = C_A = \frac{1}{18} ,$$

M^a — матрицы Гелл-Манна λ^a или их линейные комбинации ($a = 0, \dots, 8$).

Тожественной заменой переменных

$$x \rightarrow x + \frac{1}{2}y , \quad y \rightarrow x - \frac{1}{2}y \quad (4.2)$$

уравнение (4.1) приводится к виду

$$L_2 = g^2 \sum_{aJ} C_J \iint d^4x d^4y D(y | \Lambda^2) J_{aJ}^+(x, y) J_{aJ}(x, y), \quad (4.3)$$

$$J_{aJ}(x, y) = \bar{q}(x) M^a \Gamma^J e^{-\frac{1}{2}y \vec{\nabla}(x)} q(x),$$

$$\vec{\nabla}_\mu(x) = \vec{\nabla}_\mu(x) - \vec{\nabla}_\mu(x), \quad \vec{\nabla}_\mu(x) = \vec{\partial}_\mu(x) - i \hat{B}_\mu(x),$$

$$\vec{\nabla}_\mu(x) = \vec{\partial}_\mu(x) + i \hat{B}_\mu(x), \quad \partial_\mu(x) = \frac{\partial}{\partial x_\mu}.$$

Следующий шаг состоит в вычислении интеграла по переменной y с помощью разложения токов по некоторой подходящей ортонормированной системе полиномов. С квантовомеханической точки зрения такое разложение соответствует описанию радиальных и орбитальных возбуждений системы. Запишем разложение биллокальных токов в виде

$$J_{aJ}(x, y) = \sum_{n\ell} (y^2)^{\ell/2} f_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{n\ell}(y) J_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{aJ n\ell}(x), \quad (4.4)$$

$$f_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{n\ell}(y) = L_{n\ell}(y^2) T_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{(\ell)}(n_y) \quad (n_y = y/\sqrt{y^2}).$$

Неприводимые тензоры четырехмерной группы вращений $T_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{(\ell)}$ ортогональны

$$\int_{\Omega} \frac{d\omega}{2\pi^2} T_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{(\ell)}(n_y) T_{\nu_1 \dots \nu_\ell}^{(k)}(n_y) = \frac{1}{2\ell(\ell+1)} \delta^{\ell k} \delta_{\mu_1 \nu_1} \dots \delta_{\mu_\ell \nu_\ell} \quad (4.5)$$

и удовлетворяют следующим условиям

$$T_{\mu_1 \dots \mu_\ell \nu \dots \nu \dots \mu_\ell}^{(\ell)}(n_y) = T_{\mu_1 \dots \nu \dots \mu_\ell}^{(\ell)}(n_y), \quad T_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{(\ell)}(n_y) = 0,$$

$$T_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{(\ell)}(n_y) T_{\mu_1' \dots \mu_\ell'}^{(\ell)}(n_{y'}) = \frac{1}{2\ell} C_\ell^{(1)}(n_y n_{y'}). \quad (4.6)$$

Мера $d\omega$ в (4.5) соответствует интегрированию по сферическим углам вектора n_y , а $C_\ell^{(1)}$ в (4.6) – полиномы Гегенбауэра (ультрасферические). Полномы $L_{n\ell}(u)$ удовлетворяют условию

$$\int_0^\infty du \rho_\ell(u) L_{n\ell}(u) L_{n'\ell}(u) = \delta_{nn'}.$$

Функция $D(y|\Lambda^2)$ предопределяет выбор весовой функции в виде

$$\rho_\ell(u) = u^\ell e^{-u},$$

что соответствует обобщенным полиномам Лагерра $L_{n\ell}(u)$. Другие слагаемые глюонного пропагатора не обеспечивают какого-либо разложения типа

(4.4). Это положение подтверждает то, что конфайнмированные глюонные моды (т.е., $D(y|\Lambda^2)$) дают главный вклад в формирование связанного состояния. Вместе с тем именно функция D аккумулирует неабелев характер глюонов – самодействие глюонного поля. В результате разложения получаем [13]

$$L_2 = \sum_{aJ\ell n} \frac{1}{2\Lambda^2} G_{J\ell n}^2 \int d^4x [J_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{aJ\ell n}(x)]^2, \quad (4.7)$$

$$G_{J\ell n}^2 = C_J g^2 \frac{(\ell+1)}{2^\ell n! (\ell+n)!}, \quad J_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{aJ\ell n}(x) = \bar{q}(x) V_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{aJ\ell n}(x) q(x), \quad (4.8)$$

$$V_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{aJ\ell n}(x) \equiv V_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{aJ\ell n} \left(\frac{\vec{\nabla}(x)}{\Lambda} \right) \\ = M^a \Gamma^J \left\{ F_{n\ell} \left(\frac{\vec{\nabla}^2(x)}{\Lambda^2} \right) T_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{(\ell)} \left(\frac{1}{i} \frac{\vec{\nabla}(x)}{\Lambda} \right) \right\}, \quad (4.9)$$

$$F_{n\ell}(s) = \left(\frac{s}{4} \right)^n \int_0^1 dt t^{\ell+n} \exp \left\{ \frac{1}{4} st \right\}. \quad (4.10)$$

Двойные скобки в (4.9) означают, что ковариантные производные коммутируют. Функции $F_{n\ell}(s)$ – целые аналитические функции в комплексной s -плоскости, т.е. удовлетворяют условию аналитического конфайнмента.

При больших евклидовых импульсах вершинные функции имеют асимптотику

$$\lim_{p^2 \rightarrow \infty} F_{n\ell}[p^2] T_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{(\ell)}[p] \sim \frac{1}{(p^2)^{1+\ell/2}}. \quad (4.11)$$

Вследствие этого расходящимися являются только "головастиковые" диаграммы. Такие расходимости легко устраняются с помощью контрчленов вида $-2J(x) \text{Tr} V S$. Производя перенормировку, получаем выражение

$$Z = \int d\sigma_{\text{vac}} Dq D\bar{q} \exp \left\{ \iint d^4x d^4y \bar{q}(x) S^{-1}(x, y|B) q(y) \right. \\ \left. + \sum_{aJ\ell n} \frac{1}{2\Lambda^2} G_{J\ell n}^2 \int d^4x [J_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{aJ\ell n}(x) - \text{Tr} V_{\mu_1 \dots \mu_\ell}^{aJ\ell n} S]^2 \right\} \quad (4.12)$$

Модель ((4.12), (4.8)–(4.10)) имеет следующие основные свойства. Вакуумное поле обеспечивает конфайнмент кварков. Нелокальные кварковые токи (4.8) являются цветовыми синглетами. Эти токи несут полный набор квантовых чисел, включая радиальное n и орбитальное ℓ числа. Модель ультрафиолетово конечна благодаря нелокальности вершинных функций (4.9).

Массы кварков m_f , константа связи g и масштаб Λ (напряженность вакуумного поля) – свободные параметры эффективной теории ((4.12), (4.8)–(4.10)).

С помощью стандартной процедуры бозонизации [9, 10, 14] мы переходим в формуле (4.12) к коллективным переменным (мезонным полям) и получаем представление для производящего функционала в терминах мезонных полей $\Phi_\mu^{\alpha\kappa}$ ($\kappa \equiv (J\ell n)$, $\mu \equiv (\mu_1 \dots \mu_\ell)$):

$$Z = N \int \prod_{\alpha\kappa} D\Phi_\mu^{\alpha\kappa} \exp \left\{ \frac{1}{2} \iint d^4x d^4y \Phi_\mu^{\alpha\kappa}(x) [(\square - M_{\alpha\kappa}^2)\delta(x-y) - h_{\alpha\kappa}^2 \Pi_{\alpha\kappa}^R(x-y)] \Phi_\mu^{\alpha\kappa}(y) + I_{int}[\Phi] \right\}, \quad (4.13)$$

$$I_{int} = -\frac{1}{2} \iint d^4x d^4y h_{\alpha\kappa} h_{\alpha'\kappa'} \times \Phi_\mu^{\alpha\kappa}(x) [\Pi_{\mu\mu'}^{\alpha\kappa, \alpha'\kappa'}(x-y) - \delta_{\mu\mu'}^{\alpha\kappa, \alpha'\kappa'} \Pi(x-y)] \Phi_{\mu'}^{\alpha'\kappa'}(y) - \sum_{m=3} \frac{1}{m} \int d^4x_1 \dots \int d^4x_m \prod_{k=1}^m h_{\alpha_k \kappa_k} \Phi_{\mu_k}^{\alpha_k \kappa_k}(x_k) \Gamma_{\mu_1, \dots, \mu_m}^{\alpha_1 \kappa_1, \dots, \alpha_m \kappa_m}(x_1, \dots, x_m) \quad (4.14)$$

$$\Gamma_{\mu_1, \dots, \mu_m}^{\alpha_1 \kappa_1, \dots, \alpha_m \kappa_m}(x_1, \dots, x_m) = \int d\sigma_{vac} \text{Tr} \{ V_{\mu_1}^{\alpha_1 \kappa_1}(x_1) S(x_1, x_2 | B) \dots V_{\mu_m}^{\alpha_m \kappa_m}(x_m) S(x_m, x_1 | B) \} \quad (4.15)$$

Заметим, что интеграл по $d\sigma_{vac}$ в (4.13) перенесен в экспоненту. Это корректно лишь на уровне однопетлевого приближения, которым мы и ограничиваемся в этой работе. Заметим, что линейные по полям $\Phi_\mu^{\alpha\kappa}$ слагаемые в действии (4.14) не возникли. Они сокращаются контрчленами, содержащимися в (4.12). Массы мезонов $M_{\alpha\kappa}$ определяются уравнением

$$\Lambda^2 + G^2 \tilde{\Pi}_{\alpha\kappa}(-M_{\alpha\kappa}^2) = 0, \quad (4.16)$$

где $\tilde{\Pi}_{\alpha\kappa}(-M_{\alpha\kappa}^2)$ – диагональная часть поляризаационного оператора

$$\Pi_{\mu, \mu'}^{\alpha\kappa, \alpha'\kappa'}(x-y) = \int d\sigma_{vac} \text{Tr} \{ V_\mu^{\alpha\kappa}(x) S(x, y | B) V_{\mu'}^{\alpha'\kappa'}(y) S(y, x | B) \}. \quad (4.17)$$

Поляризаационный оператор (4.17) ультрафиолетово конечен, что следует из асимптотики (4.11). Константы

$$h_{\alpha\kappa} = 1/\sqrt{\tilde{\Pi}_{\alpha\kappa}'(-M_{\alpha\kappa}^2)} \quad (4.18)$$

играют роль эффективных констант мезон-кваркового взаимодействия. Соотношение (4.18) согласуется с условием связности в квантовой теории поля [18].

Эффективная теория (4.13) удовлетворяет всем требованиям нелокальной КТП [19] и ведет к унитарной S -матрице. Согласно формулам (4.13)-(4.15) мезон-мезонное взаимодействие описывается вершинными

функциями Γ (4.15). Они – ультрафиолетово конечны и могут быть вычислены.

Свободные параметры эффективной мезонной теории (4.13)–(4.15) имеют ясный физический смысл. Это – массы кварков m_f , масштаб Λ (напряженность вакуумного поля) и константа связи g . Последний параметр входит в модель только через массы мезонов, вычисляемые посредством уравнения (4.16).

5 Массы легких мезонов

В этом разделе мы применим модель (4.13)–(4.16) для расчета масс легких мезонов. Имеется много работ [20]–[23], в которых массы легких мезонов вычисляются в рамках стандартной (локальной) модели NJL. При этом успешное описание большой разницы масс псевдоскалярных и векторных мезонов достигается благодаря использованию независимых четырехфермионных констант связи $g_P \neq g_V$ для псевдоскалярных и векторных нонетов [14]. С нашей точки зрения, более последовательным было бы считать их равными друг другу $g_P \equiv g_V = g$. Константа g описывает четырехфермионное взаимодействие L_2 в (2.2), и нет никакой явной причины для различия между g_P и g_V . Для объяснения расщепления масс псевдоскалярных и векторных мезонов нужно привлечь некоторый динамический механизм. В нерелятивистской квантовой механике такая динамика определяется спин-спиновым взаимодействием кварков. Другими словами, необходимо учесть спиновую степень свободы кварков. Как уже было замечено, слагаемое $\sigma_{\mu\nu} B_{\mu\nu}$ в пропагаторе (3.4) описывает взаимодействие спина кварка с вакуумным полем. Исследуем, как это спин-полевое взаимодействие сказывается на массах мезонов.

Таблица 1. Параметры модели. Δ – вариация параметров, обеспечивающая описание масс с погрешностью меньше 10%

параметры	значения	Δ
m_u , МэВ	300	50
m_s , МэВ	452	100
Λ , МэВ	425	75
$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$	1.84	1

Прежде всего определим численные значения параметров модели. Для этого решим уравнения (4.16), подставив в них наблюдаемые массы π -, ρ -,

K - и K^* -мезонов. Затем вычисляются массы ϕ , η и η' . Поляризационный оператор $\tilde{\Pi}_{aJ}$ определяется уравнением (4.17) с кварковым пропагатором (3.6), включающим взаимодействие спина с вакуумным полем. Оптимальные значения параметров приведены в таблице 1. В таблице 2 собраны экспериментальные и вычисленные значения масс M_{aJ} мезонов и констант h_{aJ} мезон-кваркового взаимодействия (см. (4.18)).

Таблица 2. Массы легких мезонов (МэВ) и константы h_{aJ} мезон-кваркового взаимодействия

	π	K	η	η'	ρ	K^*	ω	ϕ
M_{aJ}	140 (140)	496 (496)	578 (550)	923 (960)	757 (770)	921 (890)	757 (783)	1087 (1020)
h_{aJ}	3.12	3.29	3.31	2.88	1.59	1.78	1.59	1.96

Видим, что описание масс мезонов является качественно правильным и количественно приемлемым, если используется константа связи g , общая для обоих нонетов, и учитывается спин-полевое взаимодействие в пропагаторе кварков. В то же время исключение слагаемого $\sigma_{\mu\nu}B_{\mu\nu}$ в уравнении (3.6), т.е. пренебрежение взаимодействием спина кварков с полем, разрушает эту картину – разница между массами псевдоскалярных и векторных мезонов становится неудовлетворительно малой.

6 Реджевское поведение

Как правило, радиальные и орбитальные возбуждения мезонов изучаются в рамках нерелятивистских потенциальных моделей [24, 25], основанных на уравнении Шредингера. При этом для обеспечения эквидистантности спектра в потенциал вводится слагаемое вида $r^{2/3}$ [24]. Поскольку эти модели – нерелятивистские, то область их применимости ограничена мезонами, содержащими только тяжелые кварки. Возбужденные состояния легких мезонов описываются с помощью так называемого релятивизованного уравнения Шредингера [25]. В эффективной мезонной модели (4.13)–(4.15) реализуется теоретико-полевой, т.е. релятивистский по существу, подход к описанию масс мезонов, включая массы радиальных и орбитальных возбуждений.

Прежде всего найдем асимптотические решения уравнения (4.16), удовлетворяющие условиям:

$$M_{aJln}^2 \gg \Lambda^2, \quad \text{если } n \gg \ell \text{ (или } \ell \gg n). \quad (6.1)$$

Интегрируя по импульсным переменным и вычисляя оставшиеся интегралы по параметрам методом стационарной фазы, из уравнения (4.17) можно получить следующее выражение для $\tilde{\Pi}_{aJ\ell n}$:

$$\tilde{\Pi}_{aJ\ell n}(-M_{aJ\ell n}^2) \sim -\Lambda^2 \frac{(2n+\ell)! 2^\ell}{5^{2n+\ell}} \exp\left\{\frac{3}{4} \frac{M_{aJ\ell n}^2}{\Lambda^2}\right\}, \quad (6.2)$$

где учтены только факториальные и степенные по n и ℓ члены, так как именно они определяют асимптотическое поведение спектра. Формула (6.2) становится почти очевидной, если заметить, что и кварковый пропагатор (3.4), и вершинная функция (4.9) имеют экспоненциальный характер в физической области значений импульсной переменной. Из уравнений (6.2), (4.8) и (4.16) находим

$$\frac{(2n+\ell)!}{n!(n+\ell)! 5^{2n+\ell}} \exp\left\{\frac{3}{4} \frac{M_{aJ\ell n}^2}{\Lambda^2}\right\} \sim 1. \quad (6.3)$$

Рассмотрим два предельных случая.

• $n \gg \ell$ Уравнение (6.3) принимает вид

$$\exp\left\{\frac{3}{4} \frac{M_{aJ\ell n}^2}{\Lambda^2}\right\} \sim \frac{(n!)^2}{(2n)!} 5^{2n} \approx \left(\frac{5}{2}\right)^{2n},$$

или

$$M_{aJ\ell n}^2 = \frac{8}{3} \ln\left(\frac{5}{2}\right) \cdot \Lambda^2 \cdot n + O(\ln n). \quad (6.4)$$

• $\ell \gg n$ В этом случае (6.3) выглядит следующим образом:

$$\exp\left\{\frac{3}{4} \frac{M_{aJ\ell n}^2}{\Lambda^2}\right\} \sim 5^\ell, \quad M_{aJ\ell n}^2 = \frac{4}{3} \ln 5 \cdot \Lambda^2 \cdot \ell + O(\ln \ell). \quad (6.5)$$

Из уравнений (6.4) и (6.5) видно, что для больших n и ℓ спектр эквидистантен. Подчеркнем, что полученное реджевское поведение является проявлением нелокальности пропагатора (3.4) и вершинной функции (4.9), обусловленной наличием постоянного вакуумного глюонного поля.

Используя значения m_u , m_s , g и Λ из таблицы 1, можно численно решить уравнение (4.16) для низших состояний. Имеются богатые экспериментальные данные для орбитальных возбуждений π -, ρ - и K^* -мезонов [25]. Экспериментальные и вычисленные с помощью (4.16) массы собраны в таблице 3, из которой видно, что модель описывает наблюдаемые массы количественно (с точностью около десяти процентов).

Таблица 3. Массы возбужденных состояний

Meson	ℓ	$M_{aJ\ell 0}$, МэВ	$M_{aJ\ell 0}^{\text{exp}}$, МэВ
π	0	140	140
b_1	1	1206	1235
π_2	2	1599	1670
ρ	0	770	770
a_2	1	1248	1320
ρ_3	2	1514	1690
K^*	0	892	892
K_2^*	1	1367	1430
K_3^*	2	1623	1780

7 Массы тяжелых кваркониев

Еще один асимптотический режим, который можно легко исследовать, — это предел тяжелых кваркониев. В этом случае необходимо решить уравнение (4.16), предполагая, что массы кваркония M и составляющих его тяжелых кварков m_Q много больше, чем масштаб конфайнмента Λ :

$$M \gg \Lambda, \quad m_Q \gg \Lambda.$$

Поляризационный оператор в этом пределе принимает вид

$$\begin{aligned} \tilde{\Pi}_{aJ\ell n} \approx & - \iint_0^1 dt_1 dt_2 \iint_0^1 ds_1 ds_2 \left[A(s_1, s_2, t_1, t_2) \frac{M^2}{\Lambda^2} + B(s_1, s_2, t_1, t_2) \frac{m_Q^2}{\Lambda^2} \right] \\ & \times \exp \left\{ \frac{2s_1 s_2 + v(t_1 + t_2)(s_1 + s_2)}{2v(t_1 + t_2) + s_1 + s_2} \frac{M^2}{4v\Lambda^2} - \frac{m_Q^2}{4v\Lambda^2} \ln \left(\frac{1+s_1}{1-s_1} \cdot \frac{1+s_2}{1-s_2} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (7.1)$$

Для определения лидирующего при $M \gg \Lambda$ и $m_Q \gg \Lambda$ поведения $\tilde{\Pi}_{aJ\ell n}(-M^2)$ явный вид функций $A > 0$ и $B > 0$ не важен. Асимптотика интегралов в (7.1) легко находится методом стационарной фазы. Показатель экспоненты в (7.1) максимален при

$$s_1 = s_2 = s_{\max} = \sqrt{1 - \frac{4m_Q^2}{M^2}},$$

так что

$$\tilde{\Pi}_{aJ\ell n}(-M^2) \approx - \exp \left\{ \frac{M^2}{4v\Lambda^2} s_{\max} - \frac{m_Q^2}{2v\Lambda^2} \ln \left(\frac{1+s_{\max}}{1-s_{\max}} \right) \right\} \quad (7.2)$$

$$\times \iint_0^1 dt_1 dt_2 \iint_0^1 ds_1 ds_2 \left[A(s_1, s_2, t_1, t_2) \frac{M^2}{\Lambda^2} + B(s_1, s_2, t_1, t_2) \frac{m_Q^2}{\Lambda^2} \right] \\ \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} F_{ij}(s_i - s_{\max})(s_j - s_{\max}) \right\},$$

где F_{ij} — положительно определенная матрица. Легко заметить, что $s_{\max} \rightarrow 0$ при $M^2 \rightarrow 4m_Q^2$. Следовательно, в пределе тяжелых кварков уравнение (4.16) с $\tilde{\Pi}_{aJ\ell n}(-M^2)$, определенным формулой (7.2), имеет асимптотическое решение вида

$$M^2 = 4m_Q^2 \left[1 + O \left(\frac{\Lambda^2}{m_Q^2} \ln \frac{m_Q^2}{\Lambda^2} \right) \right]^\rho \quad \text{при } m_Q \gg \Lambda. \quad (7.3)$$

Лидирующее слагаемое $4m_Q^2$ возникает из экспоненты перед интегралом в (7.2). Число ρ в (7.3) зависит от вида A и B и определяет следующие за лидирующим члены. Аналогично этому расчету, с помощью того же метода стационарной фазы можно найти асимптотику массы мезона, состоящего из легкого q и тяжелого Q кварков в пределе $m_Q \gg m_q$. Асимптотика имеет вид

$$M^2 = m_Q^2 \left[1 + O \left(\frac{\Lambda^2}{m_Q^2} \ln \frac{m_Q^2}{\Lambda^2} \right) \right]^{\rho'} \quad \text{при } m_Q \gg \Lambda, \quad m_Q \gg m_q. \quad (7.4)$$

Таким образом, видно, что нелокальность кваркового и глюонного пропагаторов, обусловленная вакуумным глюонным полем рассматриваемой конфигурации, ведет к соотношениям

$$M \rightarrow 2m_Q, \quad \text{при } m_Q \gg \Lambda \quad (Q\bar{Q}), \\ M \rightarrow m_Q, \quad \text{при } m_Q \gg m_q \quad (Q\bar{q}),$$

которые хорошо согласуются с общепринятыми представлениями о спектроскопии тяжелых кварков. Важно подчеркнуть, что эти соотношения получены в рамках квантовополевой релятивистской модели, не апеллирующей к какой-либо потенциальной картине.

8 Заключение

Перечислим самые важные свойства обобщенной модели NJL, рассмотренной в этой статье.

- Конфайнмент кварков; обычное (локальное) поведение пропагатора кварков в глубоко евклидовой области.

- Суперперенормируемая эффективная четырехфермионная теория (4.8) – (4.12) с нелокальными бесцветными кварковыми токами, имеющими полный набор квантовых чисел.
- Ультрафиолетово конечная мезонная теория (4.13).
- Естественность параметризации : массы кварков m_f , напряженность фонового поля B (Λ) и константа связи g (калибровочная).
- Расщепление масс псевдоскалярных и векторных мезонов за счет взаимодействия спина кварков с вакуумным полем.
- Эквиливантность спектра радиальных и орбитальных возбуждений мезонов.
- В пределе тяжелых кварков масса кваркония асимптотически равна сумме масс составляющих кварков, а масса мезона, содержащего один тяжелый кварк, стремится к массе тяжелого кварка (см. (7.3,7.4)).

Литература

- [1] E.V. Shuryak. Phys. Rep. **115** (1984) 151
- [2] D.I. Dyakonov, V.Yu. Petrov. Nucl. Phys. **B245** (1984) 259
- [3] C.G. Callan, R. Dashen, D.J. Gross. Phys. Rev. **D17** (1978) 2717
- [4] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein, V.I. Zakharov. Nucl. Phys. **B147** (1979) 385
- [5] J. Ambjorn, N.K. Nilsen, P. Olesen. Nucl. Phys. **B152** (1979) 75
- [6] H. Leutwyler. Nucl. Phys. **B179** (1981) 129; *ibid.* Phys. Lett. **96B** (1980) 154
- [7] S.G. Matinyan, G.K. Savvidy. Nucl. Phys. **B134** (1978) 539
- [8] G. Preparata. Phys. Lett. **B201** (1988) 139; preprint LNF-86/2(P); preprint MITH 89/1 (1989) Milano
- [9] Y. Nambu, G. Jona-Lasinio. Phys. Rev. **122** (1961) 345
- [10] T. Eguchi. Phys. Rev. **D14**, (1976) 2755;
T. Goldman, R.W. Haymaker. Phys. Rev. **D24** (1981) 724

- [11] G.V. Efimov, M.A. Ivanov. "The Quark Confinement Model of Hadrons", IOP, Bristol and Philadelphia, 1993
- [12] C.D. Roberts, R.T. Cahill. Aust. J. Phys. **40** (1987) 499
- [13] G.V. Efimov, S.N. Nedelko. Heidelberg Univ. preprint No. 693 (1992), to be published elsewhere
- [14] S.P. Klevansky. Rev. Mod. Phys. **Vol.64** (1992) 649
- [15] L.F. Abbott. Nucl. Phys. **B185** (1981) 189
- [16] J. Finjord. Nucl. Phys. **B194** (1982) 77
- [17] E. Elizalde. Nucl. Phys. **B243** (1984) 398;
E. Elizalde. J. Soto, Nucl. Phys. **B260** (1985) 136
- [18] K. Hayashi *et al.* Fortsch. Phys. **15** (1967) 625
- [19] G.V. Efimov. "Nonlocal Interactions of Quantized Fields", Nauka, Moscow, 1977
- [20] S. Klimt, M. Lutz, W. Weise. Phys. Lett. **B249** (1990) 386
- [21] M. Takizawa, K. Tsushina. Nucl. Phys. **A507** (1989) 511
- [22] M. Takizawa, K. Kubolera. Phys. Lett. **B261** (1991) 221
- [23] U. Vogl, W. Weise. Prog. Part. Nucl. **27** (1991) 195
- [24] F. Paccanoni, S.S. Stepanov, R.S. Tutik. Mod. Phys. Lett. **A8** (1993) 549
- [25] W. Lucha, F. Schöberl, D. Gromes. Phys. Rep. **200** (1991) 127

Weyl Connection as a New Gauge Field

B.M. Barbashov and A.B. Pestov
*Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics,
Joint Institute for Nuclear Research, SU-141980 Dubna, RUSSIA*

Abstract

It is shown that the congruent transference introduced by Weyl in 1921 defines a non-Abelian gauge field. The simplest gauge-invariant equations are proposed for this field. Connection with the Riemann-Cartan geometry is discussed.

1 Introduction

As soon as the general relativity was developed, Hermann Weyl undertook an attempt at unifying the gravity and electromagnetism [1]. Inasmuch as the invariance under the group of general transformations of coordinates (the group of diffeomorphisms [2]) determines the laws of gravitational interactions, Weyl suggested that the scale invariance, he introduced, should correspond to electromagnetism. The Weyl theory was not further developed because upon the construction of quantum mechanics it became conventional that just local phase invariance, rather than the Weyl geometrical invariance, is related to the electromagnetic field. However, the Weyl's idea has led to that what is at present called "the gauge theory". Besides, in 1921, Weyl in his book [3] introduced the law of parallel transport, he called the congruent transference (kongruente Verpflanzung) and, as will be shown below, he thus introduced a non-Abelian gauge field for the first time. In this paper, we will try to show that this important result by Weyl is of undoubted interest both for the nontrivial unification of space-time and gauge symmetry and for numerous attempts of giving a physical interpretation for the Riemann-Cartan geometry.

Expounding new aspects of the connection of space-time with the gauge field theory in the collection of papers devoted to the distinguished physicist D.I. Blokhintsev, we followed the geometrical analysis of physical reality

thoroughly studied by D.I. Blokhintsev in his book "Space and Time in Microworld."

2. Weyl Connection

The Weyl connection giving the congruent transference is of the form [3],[4]

$$\Gamma_{jk}^i = \{^i_{jk}\} - F_{jkl} g^{li}, \quad (1)$$

where $\{^i_{jk}\}$ are Christoffel symbols of the Riemann connection of the metric g_{ij} :

$$\{^i_{jk}\} = \frac{1}{2} g^{il} (\partial_j g_{kl} + \partial_k g_{jl} - \partial_l g_{jk}), \quad (2)$$

and F_{jkl} are components of the third rank tensor that is skew-symmetric in the last two indices

$$F_{jkl} + F_{jlk} = 0. \quad (3)$$

From (1) it follows that the vector components under the congruent transference change according to the law

$$dv^i \leftarrow -\{^i_{jk}\} dx^j v^k + F_{jkl} g^{li} dx^j v^k, \quad (4)$$

that consists of the displacement belonging to the Riemann geometry (the first term in (4)) and rotation defined by the metric g^{ij} and bivector of rotation $F_{jkl} dx^j$.

Congruent transference does not vary the vector length because $d(g_{ij} v^i v^j) = 0$ in accordance with the law (4). We denote the covariant derivative with respect to the connection Γ_{jk}^i by ∇_i . Since

$$\nabla_i g_{jk} = g_{jk;i} + F_{ijl} g^{lm} g_{mk} + F_{ikl} g^{lm} g_{mj},$$

where the semicolon means the covariant derivative with respect to (2), using (3) we obtain

$$\nabla_i g_{jk} = 0. \quad (5)$$

This is just the general characteristic of the Weyl connection. Now we will analyse the group-theoretical meaning of that connection.

3 Gauge Group

Let S_j^i be components of the tensor field S of type (1,1) obeying the condition $\det(S_j^i) \neq 0$. Then, there exists the tensor field S^{-1} with components T_j^i satisfying the condition

$$S_j^i T_k^j = \delta_k^i.$$

The tensor field S can be considered as a linear transformation

$$\bar{v}^i = S_j^i v^j \quad (6)$$

in the space of vector fields; whereas S^{-1} , as an inverse transformation. As the length of a vector under the congruent transference remains constant, of the transformations (6) we pick out those leaving the vector length constant. From the condition $g_{ij} \bar{v}^i \bar{v}^j = g_{ij} v^i v^j$ it follows that

$$g_{kl} S_i^k S_j^l = g_{ij}. \quad (7)$$

Transformations of the form (6) and (7) form a group that is defined by the quadratic form $\varphi = g_{ij} v^i v^j$. It is natural to denote this group by $O_g(r, s)$, where r and s are indices of the inertia of the quadratic form φ , and $r + s = n$.

We will demonstrate that if the vector v^i undergoes the congruent transference (4), the transformed vector \bar{v}^i will also undergo the congruent transference. From (4) and (6) we obtain

$$\begin{aligned} d\bar{v}^i &= (dS_j^i) v^j + S_j^i dv^j = \\ &= (\partial_l S_j^i T_k^j - S_j^i \{^j_{lm}\} T_k^m) dx^l \bar{v}^k + S_j^i (F_{lpm} g^{jm}) T_k^p dx^l \bar{v}^k. \end{aligned}$$

Since

$$S_{j;l}^i T_k^j = \partial_l S_j^i T_k^j + \{^i_{lk}\} - S_j^i \{^j_{lm}\} T_k^m,$$

then

$$d\bar{v}^i = \{^i_{lk}\} dx^l \bar{v}^k + (S_{j;l}^i T_k^j + S_j^i F_{lpm} g^{mj} T_k^p) dx^l \bar{v}^k.$$

Therefore,

$$d\bar{v}^i = -\{^i_{lk}\} dx^l \bar{v}^k + \bar{F}_{lkm} g^{mi} dx^l \bar{v}^k,$$

where

$$\bar{F}_{lkm} = F_{lij} T_k^i T_m^j + g_{ij} T_{m;l}^i T_k^j. \quad (8)$$

From (6) it follows that the tensor \bar{F}_{lkm} obeys equation (3), and, consequently, the Weyl connection

$$\bar{\Gamma}_{jk}^i = \{^i_{jk}\} - \bar{F}_{jkl} g^{li}$$

defines the congruent transference, as well.

The transformation (8) can be written as a relation between the connections $\bar{\Gamma}_{jk}^i$ and Γ_{jk}^i in the following form

$$\bar{\Gamma}_{jk}^i = S_l^i \Gamma_{jm}^l T_k^m + S_l^i \partial_j T_k^l = \Gamma_{jk}^i + S_l^i \nabla_j T_k^l. \quad (9)$$

Indeed,

$$S_l^i \nabla_j T_k^l = S_l^i T_{k,j}^l - S_l^i (F_{jmp} g^{pl}) T_k^m + F_{jkm} g^{mi}.$$

Introducing the matrix notation $\Gamma_j = (\Gamma_{jk}^i)$, $S = (S_j^i)$, $S^{-1} = (T_j^i)$, we can write the relation (9) in the conventional form [5]

$$\bar{\Gamma}_j = S \Gamma_j S^{-1} + S \partial_j S^{-1}. \quad (10)$$

Let $B_{ij} = (B_{ijl}{}^k)$ be the Riemann tensor of the connection (1)

$$B_{ij} = \partial_i \Gamma_j - \partial_j \Gamma_i + [\Gamma_i, \Gamma_j] \quad (11)$$

and $\bar{B}_{ij} = (\bar{B}_{ijl}{}^k)$ be the Riemann tensor of the connection $\bar{\Gamma}_j$. Then from (10) and (11) it follows that the tensors B_{ij} and \bar{B}_{ij} are connected by a homogeneous transformation

$$\bar{B}_{ij} = S B_{ij} S^{-1}. \quad (12)$$

From (1) and (11) it follows that the Riemann tensor can be written in the form

$$B_{ijkl} = R_{ijkl} + H_{ijkl}, \quad (13)$$

where R_{ijkl} is the tensor of Riemann curvature of the metric g_{ij} , and

$$H_{ijkl} = F_{jkl;i} - F_{ikl;j} + F_{imk} F_{jlp} g^{mp} - F_{jmk} F_{ilp} g^{mp}. \quad (14)$$

Note that in a flat space-time the tensor of Riemann curvature equals zero, and in this case in Cartesian coordinates we have

$$B_{ij} = H_{ij} = \partial_i F_j - \partial_j F_i + [F_i, F_j],$$

where $F_i = (F_{ijk} g^{lk})$.

Thus, the tensor field F_{ijk} entering into the Weyl connection is a gauge field, whereas the tensor H_{ijkl} is the tensor of strength of that field. It is to be stressed that the gauge group in the case under consideration is defined by the metric, whereas the gauge field has a geometrical meaning (the Weyl congruent transference) and no extra internal or isotopic space is to be introduced.

4 Field Equations

The field F_{ijk} can be described by gauge-invariant equations derived by the variational method from the conventional Lagrangian

$$L = -\frac{1}{4}Tr(B_{ij}B^{ij}). \quad (15)$$

By variation we obtain the following equations

$$D_i(\sqrt{-g}B^{ij}) = 0, \quad (16)$$

where g is the determinant of the metric tensor and

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}D_i(\sqrt{-g}B^{ij}) = \frac{1}{\sqrt{-g}}\partial_i(\sqrt{-g}B^{ij}) + [\Gamma_i, B^{ij}].$$

The gauge-invariant tensor of the energy-momentum corresponding to the Lagrangian (15) can easily be obtained by the method proposed in ref. [6]. So, we have

$$T_{ij} = Tr(B_{ik}B_{jl}g^{kl}) + g_{ij}L. \quad (17)$$

If equations (16) hold valid, T_{ij} obeys the equation $T^{ij}_{;i} = 0$. Varying the action $A = \int \sqrt{-g}Ld^4x$ with respect to the metric g^{ij} we obtain the tensor $\Theta_{ij} = \delta A/\delta g^{ij}$ that is not gauge-invariant. Therefore, the equations $\Theta_{ij} = 0$ can be considered as equations fixing the gauge. The reason for Θ_{ij} being not gauge invariant is as follows: When varying in g^{ij} we change the metric, and because the groups $O_g(r, s)$ and $O_{g+\delta g}(r, s)$ do not coincide, the variation in metric is not a gauge-invariant operation.

5 Conclusion

The interpretation given here for the Weyl congruent transference actually leads to the Lagrangian (15) quadratic in the strength tensor and, consequently, to equations (16) for the non-Abelian gauge field determining this transference. It is to be stressed that in the case under consideration, no abstract gauge space is to be introduced.

As is known, the attempts of physical interpretation of the Riemann-Cartan geometry run into problems [7] that can, probably, be overcome in the Weyl approach that opens new possibilities for studies because the geometry

and gauge principle are there related in a natural way. And finally we note that the connection can be established between the Weyl non-Abelian gauge field and torsion that is the central object of study in the Riemann-Cartan geometry, however, this connection is not gauge-invariant.

Note also that when $W = 0$, there appears a Lagrangian of the gravitational field, renormalized according to [8],[9], as a particular case of the Lagrangian (15)

References

- [1] H. Weyl, *Sitzungsber.d.Berl.Acad.* 465 (1918)
- [2] S. Hawking, G. Ellis, *The Large Scale Structure of Space-Time* (Cambridge University Press, 1973)
- [3] H. Weyl, *Space-Time -Matter* (Dover Publications: INC, 1922)
- [4] J. Schouten, *Ricci- Calculus* (Berlin, 1954)
- [5] T. Eguchi, P.B. Gilkey, A.J. Hansen, *Physics Reports* **66**, 213 (1980)
- [6] B. M. Barbashov, A.A. Leonovich, A. B. Pestov, *Yad. Fis.* **38** 1(7),261 (1983)
- [7] Alberto Saa, *Modern Phys. Lett.* **8**, 2565 (1993)
- [8] K.S. Stelle, *Phys. Rev.* **D16**, 953 (1977)
- [9] B.L. Voronov and I.V. Tiutin, *Yad. Fis.* **39**, 998 (1984)

Gaugeless Quantization of Constrained Systems

(HISTORY, DEFINITIONS, PERSPECTIVES)

V.N.Pervushin, A.M.Khvedelidze *
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna,

Abstract

The method of "gaugeless" construction of physical variables for gauge theory and gravity, based on the explicit resolution of the constraints for the fields with zero canonical momentum, is discussed.

1 PREAMBLE

This paper is offered to pay a tribute to the memory of Dmitriy Ivanovich Blokhintsev, with the hope that he would have found our notes on the quantization of theories with constrained dynamics interesting.

The problem of the consistent quantization of gauge theories was in the area of interests of Dmitriy Ivanovich Blokhintsev in the last years of his life. He recognized that the difficulties of quantization lie not only in the calculation of the corresponding functional integral but also in its correct definition. The new trends in this direction were always supported by him. In particular, together with N.N. Bogoliubov, he encouraged the investigation of one of the authors of this article devoted to the quantization of gauge theories without using a gauge - fixing condition [1]. In reference [1], using the non-Abelian gauge theory as an example, it was shown that for the identification of the physical degrees of freedom it is enough to resolve explicitly the constraints with respect to the fields with zero canonical momenta.

During the last 15 years this "minimal" or "gaugeless" method has been applied to the quantization of Abelian and non-Abelian gauge theories [2]-[7] and to the consistent formulation of the bound state problem in gauge theories [5],[8]-[10]. In this framework, we introduce the notions of the spectral energy

*Permanent address: Tbilisi Mathematical Institute, Tbilisi, Georgia

and observable time in quantum cosmology [11]–[13]. Today we can say that the gaugeless reduction method has turned out useful for the investigation of the following topics:

- zero modes of constraints and non-trivial gauge symmetry structure [1], [14];
- the problem of operator ordering in the Wheeler – DeWitt equation [11], [12];
- correct description of the asymptotically nonfree (bound) states [5], [10], and asymptotically nonflat space-time [11]–[13].

For understanding physical phenomena hidden in gauge theories it is very crucial to have correct definitions of such important notions as the gauge and relativistic covariance, choice of gauge, gauge independence, and change of variables. Below, we will try to give these definitions and to illustrate the gaugeless approach to gauge theories – electrodynamics and $SU(2)$ Yang-Mills theory. We would like also to develop here the description of gravity in the framework of the gaugeless method [13].

2 NOTIONS and DEFINITIONS

2.1 Evolution of quantum relativistic system

The method of canonical quantization based on the Hamiltonian form of the classical field theory—Poisson's bracket of the classical system corresponds to the commutator of the quantum one. The Hamiltonian formulation implies the use of some preferred time variable. Under the assumption of fixed geometry of space-time, this background geometry gives us physical interpretation of the preferred time for the Hamiltonian system. The Newtonian causality leads to the definition of the unique time variable for describing the evolution of a nonrelativistic system because in the background Euclidean space only the surface $x_0 = \text{constant}$ possesses the property to intersect every world line once and only once. This uniqueness of the nonrelativistic Hamiltonian mechanics is lost in the relativistic case [15]. The Einstein causality in the Minkowskian space-time allows a larger class of time variables. In principle, any hypersurface that does not contain the time like direction can be used as a variable associated with fixed time. According to the generalization of the Schrödinger representation of nonrelativistic quantum theory, in quantum field theory the state vector $\Phi(\sigma)$ is a functional of three-dimensional space-like surfaces σ that can foliate the Minkowskian space time. The variable

labeling the surface is time and the variation of state vector from one space - like surface to another describes the evolution of the relativistic system in Minkowskian space. The corresponding equation was obtained by Dirac in 1948 [16].

Owing to symmetry properties of the Minkowskian space-time (the existence of time - like Killing vectors), there are few possibilities of choosing surfaces admitting the introduction of global time parameters. As has been shown by Dirac, in the Minkowskian space-time we can deal with three forms of dynamics, different from each other by the definitions of the time variable [15]. In these cases, the state vector transforms from the functional for surface σ to the function of some time parameter. In particular, for the instant form of dynamics we have the plane surface characterized by the unit space - like vector η_μ ($\eta^2 = 1$)

$$\eta \cdot x = \tau,$$

and the state vector $\Phi(\eta, \tau)$ now is the function of the surface parameters η and τ . The dependence of the state vector on this variables is governed by the Bogoliubov equation [17]. After fixing the evolution parameters — time variables (for the instant form we have the set η, τ), it is possible to define the dynamical variables as quantities whose time dependence is governed by the equations of motion.

2.2 Constrained dynamics

The Euler - Lagrange equation is the equation of motion for dynamical variables, if it contains their acceleration. In the opposite case these equations are treated as some constraints [18]. The form of the constraints is very closely related with the choice of a form of dynamics. To clear up this observation, let us remind the well - known example of a Maxwell field A_μ interacting with a matter spinor field ψ

$$W[A, \psi, \bar{\psi}] = \int d^4x \left(-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\hat{\partial} - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \right), \quad \hat{\partial} = \partial_\mu\gamma^\mu, \quad (1)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu.$$

In terms of the vector potential A_μ the Euler - Lagrange equations are

$$\partial^2 A_\mu - \partial_\mu(\partial \cdot A) = J_\mu, \quad J_\mu = e\bar{\psi}\gamma_\mu\psi. \quad (2)$$

These equations do not determine the field configuration in the unique way: if the function A_μ is a solution, then the function $A_\mu + \partial_\mu\Lambda$ with the arbitrary

function Λ , also satisfies it. This means that not all components of the electromagnetic field are independent and we can express one of them through another. In the Lagrange approach due to the manifest Lorentz invariance of eq.(2) there are no preferred independent components. But if we pass to the Hamiltonian form with some preferred time we immediately get them. After fixing the time axis η , instead of dealing with the fields A_μ we introduce the following variables :

$$\begin{aligned} A_\mu^\perp &= A_\mu - \eta_\mu \Phi, \\ \Phi &= (\eta \cdot A), \end{aligned} \quad (3)$$

and eq.(2) results in the equation for Φ

$$\Delta \Phi = (\eta \cdot \partial)(\partial^\perp \cdot A^\perp) + (\eta \cdot J), \quad \Delta = \partial^\mu \partial_\mu - (\eta \cdot \partial)^2. \quad (4)$$

This equation does not contain a derivative of Φ with respect to the time variable $\tau = \eta \cdot x$, and thus represents the Lagrangian constraint. For a usual choice of a time axis $\eta = (1, 0, 0, 0)$, equation (4) transforms to the well - known form of the Gauss law

$$\Delta A_0 = \partial_0 \partial^i A_i + J_0, \quad \Delta \equiv \partial^i \partial_i, \quad i = 1, 2, 3. \quad (5)$$

2.3 Reduction to unconstrained dynamics

The procedure of identification of physical variables and their separation from nonphysical ones has been called the reduction procedure. There are two ways for the realization of the reduction in the classical and quantum theories: *gaugeless* and *gauge-fixing*. In the former, independent physical variables are constructed by the explicit resolution of constraints. In this case nonphysical variables disappear from gauge invariant quantities and the remaining physical variables describe a usual unconstrained system. To avoid the difficulties with the resolution of complete constraints, one commonly uses the general method of Dirac [19], gauge -fixing approach, based on the introduction into the theory of some new "gauge constraints" and on replacement of the Poisson bracket by the Dirac's one. However, due to the nonlinear character of non -Abelian gauge theory and gravitation such coordinate fixation faces the problem of determination of the class of "admissible gauges" [18]. It seems to us that the problem of definition of admissible gauges is not easier than that of resolution of constraints. We would like to demonstrate here, that the gaugeless method of quantization allows us to take into account boundary effects in constrained systems, e.g., zero mode excitations and surface dynamics in QCD and gravity, which can be lost in conventional gauge - fixing approach.

2.3.1 Reduction without gauge fixing

To introduce the method of gaugeless reduction, let us begin with an example of electrodynamics in the instant form

$$W[A, \psi, \bar{\psi}] = \int d^4x \left(\frac{1}{2} [(\partial_0 A^i - \partial^i A_0)^2 - B_i^2] + \bar{\psi}(i\hat{\partial} - m)\psi + eJ_\mu A^\mu \right), \quad (6)$$

$$B_i = \epsilon_{ijk} \partial^j A^k.$$

In the action (6) in accordance with the choice of time axis, the time component of vector field is distinguished. The main point of gaugeless reduction for electrodynamics is to resolve explicitly the Lagrangian constraint

$$\Delta A_0 = \partial^i \partial_0 A_i + J_0. \quad (7)$$

Within the zero modes of operator Δ we can write down the solution for (7) in the form of the following decomposition of A_0 :

$$A_0 = A_0^{tr} + A_0^J, \quad A_0^{tr} = \frac{1}{\Delta} (\partial_0 \partial_j A^j), \quad A_0^J = \frac{1}{\Delta} J_0, \quad (8)$$

where A^{tr} is varied under the gauge transformations

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \Lambda,$$

while A_0^J remains invariant. The kinetic term in eq.(6) can be diagonalized by this decomposition, after introducing the new variables [1]:

$$A_k^I[A] = v[A] (A_k - i \frac{1}{e} \partial_k) (v[A])^{-1}, \quad (9)$$

$$\psi^I[A] = v[A] \psi, \quad (10)$$

where

$$v[A] = \exp \left\{ i \int^t dt' A_0^{tr} \right\} = \exp \left\{ i e \frac{1}{\Delta} \partial^j A_j \right\}. \quad (11)$$

These variables are the gauge invariant functionals from initial gauge fields

$$A^I[A + \partial \Lambda] = A^I[A]$$

and satisfy, by the construction, the identity

$$\partial_i A_i^I[A] = 0. \quad (12)$$

Note that this identity is the consequence of the explicit resolution (8). Thus the functional $A^I[A]$ contains only two observable transverse fields without selecting the Coulomb gauge

$$A_i^I = \sum_{a=1,2} e_i^a A_a^I.$$

The initial action (6) on the constraint shell (7) in terms of the new variables gets the form:

$$W^{Red}[A^I, \psi^I] = \int d^4x \frac{1}{2} \sum_{a=1,2} (\partial_\mu A_a^I \partial^\mu A_a^I) + \frac{1}{2} j_0^I \frac{1}{\Delta} j_0^I - j_i^I A_i^I + \bar{\psi}^I (i\hat{\partial} - m) \psi^I. \quad (13)$$

So we are ready to pass to the Hamiltonian form for our theory by using the conventional Legendre transformation for physical coordinates A_a^I . The quantization is achieved by imposing the canonical equal-time commutation relation between conjugate variables:

$$[A_a^I(x), E_b(y)] = \delta_{ab} \delta^3(x - y).$$

One can write down the generating functional for Green's function of the obtained unconstrained system in the form

$$Z_\eta^{Red}[s, \bar{s}^I, J^I] = \int \prod_a DA_a^I D\psi^I D\bar{\psi}^I e^{iW^{Red}[A^I, \psi^I, \bar{\psi}^I] + iS^I}, \quad (14)$$

with external source term

$$S^I = \int d^4x (\bar{s}^I \psi^I + \bar{\psi}^I s^I + J_a^I A_a^I). \quad (15)$$

2.3.2 Gauge and relativistic covariance

Electrodynamics has two symmetries: global and local. The first is associated with the space-time Poincare transformations

$$x_\mu \rightarrow x'_\mu = x_\mu + a_\mu + L(\lambda)_\mu^\nu x_\nu,$$

and the second with the fields gauge transformations

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = \exp(ie\Lambda(x)) \left(A_\mu(x) - \frac{i}{e} \partial_\mu \right) \exp(-ie\Lambda(x)),$$

$$\psi \rightarrow \psi'(x) = \exp(ie\Lambda(x)) \psi(x).$$

Relativistic and gauge invariances on classical level mean that the action (6) remains invariant under these transformations. The simplest way of realization of the relativistic invariance in the quantum theory is the following: the fields operators are transformed via some unitary operator

$$U_L^{-1}\psi(x)U_L = S(L)\psi(Lx), \quad (16)$$

$$U_L^{-1}A_\mu(x)U_L = (L)_\mu^\nu A_\nu(Lx). \quad (17)$$

In the gauge theory there is more subtle realization of Poincare symmetry. It can be also considered as some mixing of rigid symmetry (Poincare) with gauge one

$$U_L^{-1}\psi(x)U_L = S(L)\exp(ie\Lambda(x, L))\psi(Lx), \quad (18)$$

$$U_L^{-1}A_\mu(x)U_L = (L)_\mu^\nu \exp(ie\Lambda(x, L)) \left(A_\nu(Lx) + \frac{i}{e}\partial_\mu \right) \exp(-ie\Lambda(x, L)) \quad (19)$$

Just this way of representation of symmetry is realized for reduced gauge system. In particular, it has been proved that the infinitesimal Lorentz transformation of coordinates with parameters ε^k corresponds to the transformation law for physical variables [4]:

$$A_i^I[A + \delta_L A] - A_i^I[A] = \delta_L A^I + \partial_i \Lambda[A^I],$$

with the conventional variation $\delta_L A = LA$ supplemented by the gauge one:

$$\Lambda[A^I, J] = \varepsilon^k \frac{1}{\Delta} [(\partial_0 A_k^I) + \partial_k J_0]. \quad (20)$$

This form was interpreted by Heisenberg and Pauli [20] (with reference to the unpublished note by von Neumann) as the transition from the Coulomb gauge with respect to the time axis in the rest frame $\eta_\mu^0 = (1, 0, 0, 0)$ to the Coulomb gauge with respect to the time axis in the moving frame

$$\eta_\mu = \eta_\mu^0 + \delta_L \eta_\mu^0 = (L\eta^0)_\mu.$$

The Lorentz covariance of the reduced theory was proved in quantum theory by B.Zumino [21] and means

$$Z_{L\eta}^{Red}[s, \bar{s}^I, J^I] = Z_\eta^{Red}[Ls, L\bar{s}^I, LJ^I]. \quad (21)$$

2.3.3 Gauge equivalence theorem

The usual form of the gauge - fixing Faddeev-Popov integral for generating functional of Green functions in the gauge $F(A) = 0$ is

$$Z^F[s^F, \bar{s}^F, J^F] = \int \prod_\mu DA_\mu^F D\psi^F D\bar{\psi}^F \Delta_{FP}^F \delta(F(A^F)) e^{iW[A^F, \psi^F, \bar{\psi}^F] + S^F},$$

$$S^F = \int d^4x (\bar{s}^F \psi^F + \bar{\psi}^F s^F + J_\mu^F A_\mu^F) \quad (22)$$

where W is the initial action and Δ_{FP} is the Faddeev - Popov (FP) determinant.

As was proved [22] by the changing variables of integration of the type of (9,10), this representation coincides with the gauge invariant reduced result (14) only for the choice of the following form of source term

$$s^F = (v[A^F])^{-1}s^I, \quad \bar{s}^F = (v[A^F])^{-1}\bar{s}^I, \quad J_0^F = 0, \quad \partial_i J_i^F = 0 \quad (23)$$

with the gauge transformation $v[A^F]$ defined in (11).

In the Feynman diagrams for Green function this gauge factor $v[A^F]$ leads to so-called spurious diagrams (SD). Just these spurious diagrams restore the Feynman rules (FR) for the reduced functional (14). Thus, one can present the identity

$$(FR)^F + (SD) \equiv (FR)^I \quad (\text{For Green's functions}) \quad (24)$$

as a consequence of independence of the functional integral (14) of the choice of variables. It can be verified that in calculation of the elements of S -matrix transition between the elementary asymptotical states these spurious diagrams disappear on the mass shell surface. As a result, we get

$$(FR)^F = (FR)^I \quad (\text{For elementary particles } S\text{-matrix}). \quad (25)$$

This statement is known as the gauge equivalence or independence theorem [22]. When the asymptotic states contain a composite particle or some collective excitations, the equation (25) is quite problematic. There we are sure only in the identity (24)

$$(FR)^F + (SD) \equiv (FR)^I \quad (\text{For } S\text{-matrix with composite particles}). \quad (26)$$

The violation of the gauge equivalence theorem (25) in this case does not mean the gauge noninvariance and relativistic noncovariance. This violation can reflect the nonequivalence of the different definitions of the sources (15) and (22) because of nontrivial boundary conditions and residual interactions forming asymptotical composite, or collective states. In this context, the notion "gauge", in fact, is the gauge of sources in the FP—functional integral, but not only the choice of definite Feynman rules. As the gaugeless scheme takes into account explicitly whole physical information from constraints, it is more correct to use this gauge - invariant and relativistic - covariant scheme for description of composite particles and collective excitations, then the Dirac approach with an arbitrary relativistic invariant "gauge of sources". Below, we would like to demonstrate the preference of the gaugeless scheme with an example of collective excitations in the Yang - Mills theory and gravity.

3 GAUGELESS REDUCTION of YANG - MILLS THEORY

3.1 Zero modes of Gauss' law

Now we pass to the reduction of the Yang - Mills theory with the local $SU(2)$ group in four - dimensional Minkowskian space - time

$$W[A_\mu] = -\frac{1}{4} \int d^4x F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \int d^4x (F_{0i}^{a2} - B_i^{a2}), \quad (27)$$

with the usual definitions of non-Abelian electric tension F_{0i}^a

$$F_{0i} = \partial_0 A_i^a - \nabla(A)_i^{ab} A_0^b, \quad \nabla_i^{ab} = (\delta^{ab} \partial_i + e \epsilon^{acb} A_i^c),$$

and magnetic one B_i^a

$$B_i^a = \epsilon_{ijk} \left(\partial_j A_k^a + \frac{e}{2} \epsilon^{abc} A_j^b A_k^c \right).$$

The reduction consists in the explicit resolution of non-Abelian Gauss' law

$$\frac{\delta W}{\delta A_0^a} = 0 \implies [\nabla^2(A)]^{ac} A_0^c = \nabla^{ac}_i(A) \partial_0 A_i^c \quad (28)$$

and next in dealing with the initial action (27) on surface of these solutions

$$W^{Red} = W[A_\mu] \Big|_{\frac{\delta W}{\delta A_0^a} = 0}. \quad (29)$$

Let us choose some particular solution of the constraint (28) with the property

$$\lim_{|\vec{x}| \rightarrow \infty} a_0^c(\vec{x}, t) = 0 \quad (30)$$

and write down the general solution as a sum of this particular solution and the general solution Φ (*zero mode field*) of homogeneous equation

$$A_0^c = -\Phi^c + a_0^c, \quad [\nabla^2(A)]^{ac} \Phi^c = 0. \quad (31)$$

In the next step the QED gauge invariant variables (9),(10) can be generalized as in ref. [1]:

$$\begin{aligned} \hat{A}_k^I &= v^I[A](\hat{A}_k + \partial_k)(v^I[A])^{-1}, \\ \hat{\Phi}^I &= v^I[A]\hat{\Phi}(v^I[A])^{-1}, \quad \hat{A} = e \frac{A^a \tau^a}{2i}, \end{aligned} \quad (32)$$

where the generating transformation $v^I[A]$ is given with the help of the "good" solution $a_0(\vec{x}, t)$

$$v^I[A] = T \exp \left\{ \int^t dt' \hat{a}_0 \right\}. \quad (33)$$

In terms of these variables the reduced action takes the form

$$W^{Red}[A^I \Phi^I] = \frac{1}{2} \int d^4x \left[(\partial_0 A_i^I + \nabla_i (A^I) \Phi^I)^2 - B_i^2 \right]. \quad (34)$$

As the fields $\partial_0 A_i^I$, Φ^I , B_i satisfy the geometrical constraints

$$\begin{aligned} \nabla_i^{ab} (A^I) \partial_0 A_i^{bI} &= 0, \\ \nabla_i^{ab} (A^I) \nabla_i^{bc} (A^I) \Phi^{Ic} &= 0, \\ \nabla_i^{ab} (A^I) B_i^b (A^I) &= 0, \end{aligned} \quad (35)$$

it is clear that the reduced action depends on the zero mode field Φ only through the surface terms on spatial infinity: I_E and I_Φ

$$I_E = \int d^3x \partial_0 A_i^I \nabla_i \Phi \equiv \int d^3x \partial_i (\partial_0 A_i \Phi) = \oint ds_i (\partial_0 A_i^I \Phi) \Big|_{|\vec{x}| \rightarrow \infty}, \quad (36)$$

$$I_\Phi = \frac{1}{2} \int d^3x (\nabla_i \Phi)^a (\nabla_i \Phi)^a \equiv \frac{1}{4} \int d^3x \Delta (\Phi^a)^2 = \frac{1}{4} \oint ds_i \partial_i (\Phi^a)^2 \Big|_{|\vec{x}| \rightarrow \infty} \quad (37)$$

$$W^{Red}[A, \Phi] = \frac{1}{2} \int d^4x \left[(\partial_0 A_i^I)^2 - (B_i)^2 \right] + \int dt (I_E + I_\Phi). \quad (38)$$

The following progress can be implemented if we note that in accordance with the property (30) we have

$$A_i^I(\vec{x}, t) \Big|_{|\vec{x}| \rightarrow \infty} = b_i(\vec{x}), \quad \partial_0 b_i^I = 0. \quad (39)$$

As the consequence, it then follows the diagonalization of the action (34) ($I_E = 0$) and the factorizable form for the zero mode field:

$$\Phi(t, \vec{x}) \Big|_{|\vec{x}| \rightarrow \infty} = \varphi_0(t) \Phi_0^a(\vec{x}). \quad (40)$$

To clear up the meaning of $\varphi_0(t)$ recall that according to the definition of variables A^I they describe local excitation, while zero mode field Φ is associated with some global (collective) dynamics of gauge fields. Such global properties of theory are connected with the well-known topological invariant [23,24]

$$\nu = \frac{e^2}{64\pi^2} \int d^4x F^{\nu\mu} \tilde{F}_{\mu\nu}. \quad (41)$$

On the constraint shell the quantity ν can be represented as

$$\nu^{Red} = \nu \Big|_{\text{constraint}} = \int d^4x (\partial_0 A_i^I + \nabla_i \Phi) \bar{B}_i, \quad \bar{B}_i^a = \frac{e^2}{8\pi^2} B_i^a. \quad (42)$$

We can find the connection between the time dependent part of the zero mode $\varphi_0(t)$ and this topological invariant after using the following decomposition for ν on the local and global parts:

$$\nu^{Red} = \int dt \partial_0 N_T [A^I, \Phi], \quad N_T [A^I, \Phi] = N_L [A^I] + N_0, \quad (43)$$

$$N_L [A] = \frac{e^2}{16\pi^2} \int d^3x \epsilon_{ijk} (A_i^a \partial_j A_k^a + \frac{1}{3} \epsilon^{abc} A_i^a A_j^b A_k^c), \quad (44)$$

$$\partial_0 N_0 = \int d^3x \bar{B}_i \nabla_i \Phi = \oint ds_i (\Phi \bar{B}_i) \Big|_{|\bar{x}| \rightarrow \infty}. \quad (45)$$

Comparing (40) and (45) we get the desirable connection

$$\varphi_0 = \partial_0 N_0 I_B^{-1}, \quad (46)$$

where the constant I_B is determined via the stationary part of fields at spatial infinity

$$I_B = \oint ds_i (\Phi \bar{B}_i) \Big|_{|\bar{x}| \rightarrow \infty}. \quad (47)$$

Finally, our reduced action gets the form:

$$W^{Red} [A^I, N_0] = W_L^{Red} [A^I] + W_G^{Red},$$

$$W_L^{Red} [A^I] = \frac{1}{2} \int d^4x [(\partial_0 A_i^I)^2 - (B_i)^2], \quad (48)$$

$$W_G^{Red} = \int dt (\partial_0 N_0)^2 I, \quad I = I_\Phi / I_B^2. \quad (49)$$

From the reduced action (48) with zero mode we get an unexpected result: *There is a static solution of pure Yang - Mills theory with finite energy in four - dimensional Minkowskian space - time* [14].

One can show, that one of such the static solutions coincides with the well - known Bogomoln'yi - Prasad - Sommerfield monopole solution of the Yang - Mills - Higgs system [25]. To prove this statement, it is enough to observe that the zero mode in the action (34) plays the role of Higgs stationary field. Indeed, the Prasad - Sommerfield solution of the Bogomoln'yi equation

$$\nabla_i^{ac} (A) \Phi_0^c = \frac{2\pi}{\mu} B_i^a (A), \quad (50)$$

$$\begin{aligned}
 A_i^a &= \frac{1}{e} \epsilon^{abi} m^e \left[\frac{\mu}{\sinh(\mu r)} - \frac{1}{r} \right]; \quad m^l = \frac{x^l}{r}; \quad r = |\vec{x}|, \\
 \Phi_0^a &= \frac{2\pi}{e} m^a \left[\coth(\mu r) - \frac{1}{\mu r} \right],
 \end{aligned}
 \tag{51}$$

with μ being the parameter of the mass dimension automatically satisfies the zero mode equation (31) and our boundary conditions. For these field configurations, the constants (47), (49) are the following

$$I_B = 1, \quad I = I_\Phi = \frac{2(2\pi)^3}{\mu e^2}.
 \tag{52}$$

There are arguments [26], [27] in favour of stability of this perturbation theory under small deformations around this vacuum background.

3.2 Zero mode and homotopy group

It is usually assumed, that all nontrivial topological properties of the gauge theory are connected with the existence of classical solutions of the Euclidean Euler - Lagrange equations with finite action — instantons. Recall that instanton calculations are based on consideration of topological nontrivial gauge symmetry group [23]:

$$\hat{A}_\mu \rightarrow \hat{A}_\mu^g = g(\hat{A}_\mu + \partial_\mu) g^{-1},$$

with restriction on the class of stationary transformations $\{g(\vec{x})\}$ with the asymptotical property

$$\lim_{|\vec{x}| \rightarrow \infty} g(\vec{x}) = 1.$$

One can use the assumption of compactification of three - dimensional space into a three-sphere S^3 . In this case all maps $\{g(x)\} : S^3 \rightarrow SU(2)$ can be split into the disjoint homotopy classes characterized by the integer index n :

$$n = \frac{1}{24\pi^2} \int d^3x \epsilon^{ijk} \text{tr} [\hat{V}_i \hat{V}_j \hat{V}_k]; \quad \hat{V}_i = g \partial_i g^{-1}.$$

Thus, we can speak about the homotopy group $\Pi_3(SU(2)) = Z$. The configurations belonging to the different classes cannot be deformed continuously into each other. The gauge transformations which are deformable to identity are called small, while homotopically nontrivial ones $n \neq 0$ are large. For large gauge transformations the local topological variable $N_L[A]$ (45) varies as

$$N_L[A^g] = N_L[A] + n.
 \tag{53}$$

The correct formulation of the problem of quantization of the Yang-Mills theory with the nontrivial homotopy group is given in refs. [23] and consists in solving the set of equations

$$H_L \Psi_\epsilon = \epsilon \Psi_\epsilon, \quad (54)$$

$$\nabla_i E_i \Psi_\epsilon = 0, \quad (55)$$

$$T_L \Psi_\epsilon = e^{i\theta} \Psi_\epsilon. \quad (56)$$

The first equation is the stationary Schrödinger equation with the Hamiltonian

$$H_L[A, E] = \int d^3x \frac{1}{2} (E_i^{a2} + B_i^{a2}).$$

Eq.(55) reflects the invariance of the theory under the small gauge transformations, and Eq.(56) describes the covariant properties of the wave function under a large gauge transformation. The topological shift operator T_L has the form :

$$T_L = \exp \left\{ \frac{d}{dN_L[A]} \right\},$$

where N_L is the functional (44). This form is justified in refs. [23] by representing the solution of (54)-(56) in the form of the Bloch wave function

$$\Psi_\epsilon(N_L, A) = e^{i k^P N_L} \Psi_\epsilon(A)$$

and by the exact nonphysical solution with energy $\epsilon = 0$

$$\Psi_0 = \exp \left\{ \pm \frac{8\pi^2}{e^2} N_L[A] \right\}.$$

No-go theorem: **There are no physical solutions for equations (54)-(56).**

The Proof: It is easy to check that the operators H_L, T_L do not commute

$$[H_L, T_L] \neq 0; \quad [[H_L, T_L], T_L] \neq 0;$$

therefore they cannot have a common system of physical eigenstates.

In our gaugeless consideration the winding number is represented as a sum of the local functional N_L and some collective variable N_0 . Introduction of this new variable allows a consistent description of the representation of the homotopy group. Indeed, starting with reduced action one can get the following Hamiltonian:

$$H^{Red}[P_0, E, A^I, E^I] = \frac{1}{2I} \hat{P}_0^2 + H_L[A^I, E^I], \quad (57)$$

as the sum of the local Hamiltonian H_L and the global one with canonical momentum conjugated to the global variable N_0

$$P_0 \equiv \frac{\delta W_G^{Red}(N_0)}{\delta \partial_0 N_0} = \partial_0 N_0. \quad (58)$$

The requirement of the invariance under the large gauge transformations (53) leads to the region of definition of the variable $N_0 : [0, 1)$. In this case eqs. (54)-(56) transform to the following

$$H^{Red} \Psi_\epsilon = \epsilon \Psi_\epsilon$$

$$\nabla_i E_i \Psi_\epsilon = 0, \quad (59)$$

$$T_G \Psi_\epsilon = e^{i\theta} \Psi_\epsilon. \quad (60)$$

where

$$T_G = \exp(i\hat{P}) = \exp\left(\frac{d}{dN_0}\right). \quad (61)$$

These equations admit the factorization of the wave function on the plane wave describing the topological collective motion, with the momentum spectrum:

$$P_0 = 2\pi k + \theta,$$

and on the oscillator like part depending on transverse variables :

$$\Psi_\epsilon(N_0, A^I) = \langle P_0 | N_0 \rangle \Psi_L[A^I] \quad \langle P_0 | N_0 \rangle = e^{iP_0 N_0}. \quad (62)$$

The oscillator like part of the wave function $\Psi_L[A^I]$ is described by the Hamiltonian H_L .

Thus, the consistent solution of the problem of the quantization of the Yang - Mills theory with nontrivial homotopy group is achieved by introducing an additional global variable arising in the procedure of reduction as zero mode of Gauss' constraint.

3.3 Zero mode and topological confinement

Generally speaking, for constrained system in the "gauge"

$$\nabla_i^{ab}(A) \partial_0 A_i^b = 0 \quad (63)$$

the generating functional for Green's function can be constructed [2] by using the conventional Faddeev - Popov functional integral :

$$Z[J] = \int \prod_\mu D^4 A_\mu [\det(\nabla^2(A_i))] \delta(\nabla_i(A) \partial_0 A_i) e^{iW[A] + S[J]}.$$

After the integration over A_0 it can be rewritten as

$$Z[J] = \int D^3 A_i [\det(\nabla^2(A_i))]^{1/2} \delta(\nabla_i(A) \partial_0 A_i) e^{iW^{Red}[A]+S[J]}. \quad (64)$$

The calculation of this functional integral faces the problems of the existence of zeros of FP determinant well known as the Gribov's ambiguity of fixing of variables [28]. In gaugeless approach this ambiguity corresponds to the existence of the zero mode sector (31) and, accordingly, of two types of variables (32) and

$$\begin{aligned} A_k^\Phi &= v^\Phi (A_k^I + \partial_k)(v^\Phi)^{-1}, \\ v^\Phi &= T \exp\left\{ \int^t dt' \hat{\Phi}^I \right\}, \end{aligned} \quad (65)$$

satisfying one and the same gauge constraint (63). The above introduced variables A^I (32) are invariant under the small gauge transformations, while the variables A^Φ are invariant against the large one. By the construction the gauge factor v^Φ neutralizes the large gauge transformation, as the factor v^I neutralized the small one in (32).

It is important to note, that in the conventional Hamiltonian approach Gauss' constraint is considered as the generator of small gauge transformations (59). In the gaugeless approach one can convince, that Gauss' constraint is responsible for both gauge transformations: small and large. The small time independent gauge transformation generated by Gauss' constraint without zero mode, while the large - by the zero mode (61).

In the gaugeless approach the requirement of gauge invariance of the observable quantities under the whole group of transformations (small and large) means that we should work in terms of variables A^Φ . The gaugeless reduced configuration space besides the variables A^Φ contains also above introduced topological variable N_0 and, therefore, in the expression of the corresponding generating functional there is additional functional integral over it. To write down the generating functional we must separate the stationary asymptotic part b , which accompanies with N_0 , from the dynamical one

$$\hat{A}_k^\Phi(\vec{x}, t) = v^\Phi \left(\hat{b}_k^I(\vec{x}) + \partial_k + \hat{a}_k^I(\vec{x}, t) \right) v^\Phi = v^\Phi \left(\hat{b}_k^I(\vec{x}) + \partial_k \right) v^\Phi + a^\Phi(\vec{x}, t),$$

where

$$(a^\Phi)^c = \Omega^{cd}(\vec{x}|N_0(t))(a^I)^d,$$

the matrix $\Omega^{cd}(\vec{x}|N_0(t))$, realizes the transformation (65) in the adjoint representation of the color group

$$v^\Phi \hat{\tau}^a (v^\Phi)^{-1} = \Omega^{ab} \tau^b.$$

In the following we shall call b the condensate and a - quasiparticle excitation.

Thus, instead of (64) in the gaugeless reduce scheme we have the representation for the generating functional of Green's functions

$$Z_{PQ}^{Red}[J^\Phi] = \int_{P(0)=P}^{P(0)=Q} DP_0 DN_0 e^{W_G^{Red}[P_0, N_0]} \int [D^3 a_i] e^{iW_L^{Red}[b^I + a] + S^\Phi},$$

$$\int [D^3 a_i] = \int D^3 a_i [\det(\nabla^2(b^I + a))]^{1/2} \delta(\nabla_i(b^I + a) \partial_0 a_i) \quad (66)$$

with

$$S^\Phi[J^\Phi, \Phi] = \int d^4 x J_b^\Phi a_b^\Phi = \int d^4 x J_b^\Phi a_c \Omega^{cb}(x|N_0(t)).$$

The generating functional (66) is free from zeroes of FP determinant and corresponds to gauge invariant Green's functions of quasiparticles

$$G_\Phi(1, \dots, n) = \langle \text{vac} P | T [a^\Phi(1) \dots a^\Phi(n)] | \text{vac} Q \rangle. \quad (67)$$

In eq.(67) the vacuum vector $|\text{vac} Q\rangle$ means the state without quasiparticles and with definite topological momentum Q .

The perturbation theory with respect to the quasiparticles in the background b is constructed by the decomposition of action

$$W^{Red} = W_G + W_0[b] + \frac{1}{2} \int d^4 x [(\partial_0 a)^2 - a(\tilde{\Delta})a] + W_{int}[a, b],$$

where $\tilde{\Delta}$ is the differential operator

$$(\tilde{\Delta})_{ij}^{cd} = \delta_{ij}(\nabla^2)^{cd} + 2eF_{ij}^a \epsilon^{cad}.$$

After the introducing the complete set of eigenfunctions

$$(\tilde{\Delta})_{ij}^{cd} f_j^d(\vec{x}|w) = w^2 f_i^c(\vec{x}|w) \epsilon^{cfd}$$

we can write the following expansion for the field a^I

$$a^I(\vec{x}, t) = \sum_w (a^+(w) f_j^d(\vec{x}|w) e^{+iwt} + a^-(w) f_{wj}^d(\vec{x}|w) e^{-iwt}).$$

In canonical operator quantization the coefficient $a^+(w)(a^-(w))$ is the creation (annihilation) operator of quasiparticles with the asymptotical Hamiltonian

$$H_L^{Asympt} = \sum_i^n w_i a_i a_i^\dagger,$$

The function $f_{wj}^d(\vec{x}|w)$ is the amplitude of probability to find the quasiparticle with the energy w at the point \vec{x} . For observable quasiparticle a^Φ this amplitude has the form

$$\langle vac, P|a^{\Phi c}(\vec{x}, 0)|w, Q \rangle = \int dN e^{iN(P-Q)} \Omega^{cd}(\vec{x}|N_0(0) = N) f_{wj}^d(\vec{x}|w).$$

The factor Ω reflects the degeneration of quasiparticle energy under the topological variable and leads to the sum of Kronecker symbols $\delta_{P, Q \pm \Phi(\vec{x})}$. This result can be treated as confinement of color states [2,6]. For colorless states topological degeneration factors disappear and we get the conventional expressions for corresponding matrix elements.

4 RELATIVISTIC MECHANICS WITHOUT GAUGE FIXING

We have demonstrated the procedure of the gaugeless reduction for the singular theory with the Lagrangian constraint by example of electrodynamics and $SU(2)$ Yang — Mills theory. Now let us study this method for the singular theory without the Lagrangian constraint. The well-known example of such a theory is relativistic particle with the action

$$W[x] = -m \int_0^T d\tau \sqrt{\dot{x}_\mu^2}. \quad (68)$$

This action is invariant under reparametrization of time

$$\begin{aligned} \tau \rightarrow \tau' &= s(\tau), \\ x(\tau) \rightarrow x(\tau')' &= x(\tau) \end{aligned} \quad (69)$$

with $ds/d\tau > 0$. Therefore, there is an arbitrary function in the solution of equation of motion. So, beside fixing initial conditions, it is necessary to eliminate this function from the solution. The usual manner is gauge choosing. For example, the proper time fixing $x_0(\tau) = \tau$ leads to the instant form of dynamics for relativistic particle [4]. However, let us act in the spirit of the previous section and try to solve the problem without gauge fixing. For our final aim — gaugeless reduction of the Einstein gravity — it is more transparent to rewrite action (68) in the following form

$$W[x, e] = 1/2 \int_0^T d\tau \left(\frac{\dot{x}_\mu^2}{e} + em^2 \right). \quad (70)$$

The phase space corresponding to the system (70) contains five variables (e, x_0, x_i) and their five canonical momenta (p_e, p_0, p_i). From (70) we obtain the primary constraint

$$p_e = 0, \quad (71)$$

and the canonical Hamiltonian is $H = e\mathcal{H}$, with $\mathcal{H} = \frac{1}{2}(-p_0^2 + p_i^2 + m^2)$. The Poisson bracket of this constraint and the Hamiltonian gives the secondary constraint

$$\{p_e, H\} = \mathcal{H} = 0. \quad (72)$$

Thus the initial action (70) is rewritten in the Hamiltonian form

$$W[x, e, p] = \int_0^T d\tau (p_0 \dot{x}_0 - p_i \dot{x}_i - e\mathcal{H}). \quad (73)$$

In accordance with the case of electromagnetic field let us express one of the momenta (p_0, p_i) in terms of the others

$$p_0 = \mp\omega(p); \quad \omega(p) = \sqrt{p_i^2 + m^2}, \quad (74)$$

we shall call this quantity the "spectral energy", to distinguish it from (72) (in the Einstein theory of gravity (72) corresponds to the "energy density"). Note that the resolution of constraint with respect to p_0 corresponds to choice of the instant form of dynamics. In the present paper, we shall restrict ourselves only to this form of dynamics. As a result we get the following reduced action

$$W^{Red}[x_i, p_i] = \int_{x_0(0)}^{x_0(T)} dx_0 \left(\mp\omega(p) - p_i \frac{dx_i(x_0)}{dx_0} \right). \quad (75)$$

The reduced phase space contains only x_i, p_i as dynamical functions of x_0 . The initial action (73), which is the functional from $x_0(\tau)$, transformed into the action (75) as the function from the boundary values $x_0(0), x_0(T)$. To elucidate this dependence, we can exploit the following equations of motion

$$\frac{\delta W^{Red}}{\delta x_i} = 0 \implies \frac{d}{dx_0} p_i = 0. \quad (76)$$

The reduced action (75) on classical equations (76) is the function

$$W_+^C(X, p) = \mp\omega(p)X_0 + p_i X_i \quad (77)$$

of the global reparametrization invariants

$$X_\mu = x_\mu(T) - x_\mu(0). \quad (78)$$

From the point of view of the Hamilton - Jacobi theory just these invariants represent the observable time and coordinates. In the following we shall call them the spectral time and coordinates.

Now we can immediately write down the spectral representation for the wave function for our reduced system

$$\psi(X_i, X_0) = \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{2\omega}} \left\{ a^{(+)}(p)e^{iW_{(+)}^c} + a^{(-)}(p)e^{iW_{(-)}^c} \right\}. \quad (79)$$

Note that in the initial theory (70) there is a geometrical invariant of the proper time

$$dT_F = med\tau; \quad (T_F(\tau') = T_F(\tau)), \quad (80)$$

which coincides with the spectral one for the lowest values of the spectral energy $\omega = m$. We would like to emphasize that the spectral time (unlike the mathematical one) has the absolute origin.

5 GAUGELESS REDUCTION of GRAVITY

The creation of Einstein's gravitational theory as general relativity theory was based on analogy with the special one. In the papers [11-13] we tried to follow this analogy at the quantum level, using the gaugeless method. By this way one can define:

- the constraint shell "spectral energy" as the analogy of the mass shell one for relativistic particle,
- the spectral representation for the wave function of the Universe with the absolute beginning of the "spectral time".

5.1 The Hamiltonian form

We start with the conventional scalar curvature action including the electromagnetic field to control the reduction procedure

$$W[g, A] = - \int d^4X \sqrt{-g} \left(\frac{1}{2\kappa^2} {}^{(4)}R(g) + \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right). \quad (81)$$

It is well known that the Einstein equations

$$\frac{\delta W}{\delta g_{0\mu}} = 0$$

are the Lagrange constraints. In the Hamiltonian approach they correspond to the secondary constraints, and the reduction consists in their explicit resolving with respect to the definite momentum and coordinate.

The Hamiltonian approach with the instant form of dynamics enforces us to assume that the space time manifold \mathcal{M} can be represented as $\mathcal{M} = \mathcal{R} \times \Sigma$, where Σ is three dimensional surface. The space time foliation is realized by introducing the so-called embedding variables $X(\mathbf{x}, t)$ [29] which are maps from a point \mathbf{x} of the surface Σ to a space time point X of the manifold \mathcal{M} , and t labels the leaves of the foliation. This foliation leads to the well-known Dirac-Arnouitt-Deser-Misner (Dirac-ADM) metric [19], [30]

$$ds^2 = N^2(dt)^2 - a^2 h_{ik}(dx^i + N^i dx^0)(dx^k + N^k dx^0), \quad (82)$$

where N is the lapse function, N^i is the shift vector, a the "scale-space" component of metric, h_{ik} is the "graviton component" with determinant equal to unity:

$$\sqrt{-g} = Na^3, \quad \det(h_{ik}) = 1, \quad a = \exp \mu. \quad (83)$$

The Einstein-Hilbert action (81) in terms of this metric possesses the manifest symmetry under the following group of transformations [31]

$$\begin{aligned} t &\rightarrow t' = t'(t) \\ x^i &\rightarrow x^{i'} = x^{i'}(t, x^1, x^2, x^3). \end{aligned} \quad (84)$$

Let us rewrite the action (81) in terms of the embeddings. The scalar curvature can be decomposed in three terms: a "kinetic" \mathcal{K} , the three dimensional curvature ${}^{(3)}R$, and "surface" Σ :

$${}^{(4)}R = -\mathcal{K} + {}^{(3)}R + 2\Sigma, \quad (85)$$

$$\mathcal{K} = -6 \frac{\overset{\circ}{\mu}^2}{N^2} + \frac{\overset{\circ}{h}^2}{4N^2}, \quad (86)$$

$${}^{(3)}R = \frac{4}{a^2} \left[h^{kl} \nabla_l \partial_k \mu + \frac{1}{2} \partial_k \mu \partial^k \mu \right] + \frac{1}{a^2} R(h), \quad (87)$$

$$\Sigma = \frac{1}{Na^3} \left[\partial_k \left[a \partial^k N + \frac{3a^3}{N} N^k \overset{\circ}{\mu} \right] - 3\partial_0 \left(\frac{a^3 \overset{\circ}{\mu}}{N^2} \right) \right], \quad (88)$$

where

$$\overset{\circ}{\mu} = \dot{\mu} - \frac{1}{3a^3} \partial_k (a^3 N^k), \quad (89)$$

$$\overset{\circ}{h}_k^i = h^{il} \left(\dot{h}_{kl} - \nabla_l N_k - \nabla_k N_l + \frac{2}{3} h_{kl} \partial_i N^i \right) \quad (90)$$

$$R(h) = \frac{1}{4} \partial_i h^k_l (\partial^i h^l_k - 2 \partial^l h^i_k) + \partial_k \partial_l h^{kl}. \quad (91)$$

The canonical momenta conjugated to μ , h , and A are the following

$$P_{(\mu)} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mu}} = - \frac{6a^3 \kappa^2 \overset{\circ}{\mu}}{N}, \quad (92)$$

$$P_{(h)l}^k = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{h}_k^l} = \frac{a^3 \kappa^2}{4N} \overset{\circ}{h}_l^k, \quad (93)$$

$$E_k = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{A}^k} = \frac{a}{N} \left(\dot{A}_k - \partial_k A_0 - N^l F_{lk} \right) = \frac{a}{N} \overset{\circ}{A}_k. \quad (94)$$

Here $\partial_j h^k_l = h^{ki} \partial_j h_{il}$, $N_l = h_{li} N^i$ and ∇_l is a covariant derivative in metric h_{ik} ,

In terms of these variables the action (81) has the following form

$$\begin{aligned} W = & \int d^3x dt P_{(\mu)} \dot{\mu} + P_{(h)l}^k \dot{h}_k^l + E^k \dot{A}_k + A_0 \partial_k E^k \\ & - N \mathcal{H} + N^k \mathcal{P}_k - \frac{\dot{P}_{(\mu)}}{2} - \partial_k S^k \end{aligned} \quad (95)$$

with the surface action term

$$S^k = - \frac{a}{\kappa^2} \partial^k N + 2 P_{(h)l}^k N^l - \frac{1}{6} N^k P_{(\mu)} + A_0 E^k. \quad (96)$$

In (95) \mathcal{H} is the Einstein energy density:

$$\mathcal{H} = a^3 \left[- \frac{\kappa^2}{2 \cdot 6} \frac{P_{(\mu)}^2}{a^6} + \frac{4 \kappa^2 P_{(h)}^2}{2a^6} + \frac{{}^{(3)}R}{2\kappa^2} + T^0_0(E) \right]; \quad (97)$$

and \mathcal{P} is the momentum density:

$$\mathcal{P}_k = \frac{a^3}{3} \partial_k \left(\frac{P_{(\mu)}}{a^3} \right) + 2 \nabla_l P_{(h)k}^l - E^l F_{lk}, \quad (98)$$

$T^0_0(E)$ is the electromagnetic energy density

$$T^0_0(E) = \frac{1}{2} \left(\frac{E_i E^i}{a^4} + \frac{F_{ij} F^{ij}}{2a^4} \right). \quad (99)$$

Now it is clear that the action (95) describes the generalized Hamiltonian dynamics for (μ, h_{kl}, A_k) and $P_{(\mu)}, P_{(h)kl}, E_k$ with Lagrange factors A_0, N_k, N and the constraints

$$\mathcal{H} = 0, \quad \mathcal{P}_k = 0, \quad \partial_k E^k = 0. \quad (100)$$

Note, that the action (95) differs from the ADM action by the surface terms, as will be seen later, they will be important for the definition of the spectral energy.

5.2 Reduction of phase space

We shall act in the direct analogy with the relativistic particle case and QED. As we convinced the resolution of constraints leads to the construction of gauge invariant variables (QED) and to the observable time as the global invariant of the reparametrization group (relativistic particle). This program for gravity has been realized in the framework of the cosmological perturbation theory on the level of the classical equations, with the choice of the conformal time [32]. Here we discuss the dynamical aspect of this program connected with the construction of "spectral Hamiltonian" and "spectral time". The main point is the resolution of the "energy" constraint $\mathcal{H} = 0$ against the space scale momentum

$$P_{(\mu)\pm} = \mp \mathbf{w}; \quad \mathbf{w} = \frac{a^3 \sqrt{6}}{\kappa} \left[\frac{4\kappa^2 P_{(h)}^2}{a^6} + \frac{{}^{(3)}R}{\kappa^2} + 2T^0_0 \right]^{1/2}. \quad (101)$$

The explicit resolution of constraints (100) generally allows one to express $P_{(\mu)}$ and μ as functionals from the physical variables $\Phi = (A, h), P_{(\Phi)} = (E, P_h)$ within the zero mode sector

$$\mu = \mu_0(t) + \mu_L[\Phi, P_{(\Phi)}]. \quad (102)$$

The explicit time dependence of μ is not defined in the same way as for the particle case, where the x_0 dependence remains unknown. Recall that the notion of observable time appears only after the resolving Hamiltonian constraints and motion equations.

On the constraints (100) the initial action (95) has the following reduced form

$$W_{\pm}^{Red} = \int d^3x \int_0^T dt [P_{(\Phi)} \dot{\Phi} \mp (\dot{\mu} \mathbf{w} - \frac{\dot{\mathbf{w}}}{2}) - \partial_k S^k] \quad (103)$$

This expression is the basis for construction of the Hamiltonian scheme in terms of gauge invariant variables $P_{(\Phi)}^I, \Phi^I$

$$W_{\pm}^{Red} = \int d^3x \int_{T_s(0)}^{T_s(T)} dT_s \left[P_{(\Phi)}^I \frac{\partial \Phi^I}{\partial T_s} \mp \mathcal{H}_s[P_{(\Phi)}^I, \Phi^I] \right]. \quad (104)$$

For the zero mode sector (in the homogeneous approximation) the global observable time can be introduced from the following condition

$$\frac{\partial \mathcal{H}_s}{\partial T_s} = 0. \quad (105)$$

The representation for the wave function of the reduced homogeneous system in terms of eigen functions of the spectral Hamiltonian

$$\mathcal{H}_s \Psi_s = \mathcal{E}_s \Psi_s$$

is

$$\Psi(\Phi^I) = \sum_s \left(A_s^{(+)} \exp(-i\mathcal{E}_s T_s(\mu_0)) \Psi_s(\Phi^I) + A_s^{(-)} \exp(i\mathcal{E}_s T_s(\mu_0)) \Psi_s^*(\Phi^I) \right). \quad (106)$$

Here $T_s(\mu_0)$ describes the evolution of the quantum Universe with the absolute beginning of time $T_s(\mu_0)$. Below we consider the simplest examples of this evolution.

Before we would like to note that the surface term (88) (time derivative) and $\overset{\circ}{\mu}P_{(\mu)}$ on the constraints gives us the following part of the spectral Hamiltonian

$$\overset{\circ}{\mu}P_{(\mu)} - \frac{1}{\kappa^2} \Sigma = \frac{6a^6 \overset{\circ}{\mu}}{\kappa^2 \mathbf{w}} \left[\frac{4\kappa^2 P_h^2}{\kappa^2 a^6} + T_0^0 \right]. \quad (107)$$

In the flat space time limit from (107) we get the conventional action for electromagnetic field in contrast with the ADM approach, where the full time derivative is neglected.

5.3 Cosmological consequences

In the limit of the small space scale factor a , (101) transforms to

$$\mathbf{w}(P_{(h)}) = 2\sqrt{6P_{(h)}^2}. \quad (108)$$

From (104), (106) we conclude that

$$\mathcal{E}_s = \mathbf{w}(P_{(h)}) \quad \text{and} \quad T_s = \mu \quad (109)$$

and the small earlier Universe is described by the action

$$W_{(\pm)}^{Red} = \int dx^3 [P_{(h)l}^k (h^l_k(T, x) - h^l_k(0, x)) \mp \mathbf{w}(P_{(h)}) (\mu(T, x) - \mu(0, x))] . \quad (110)$$

The constraint \mathcal{P}_k in this limit reduces to the condition of homogeneity

$$\nabla_l P_{(h)k}^l = 0$$

So, we get the Misner anisotropic model [33]–[35] with the following spectral representation for the wave function

$$\psi(\mu, h^l_k) = \int d^5(P_{(h)l}^k) \left[A_{(p)}^{(+)} e^{iW_{(+)}^{Red}} + A_{(p)}^{(-)} e^{iW_{(-)}^{Red}} \right] , \quad (111)$$

The spectral time coincides with the logarithm of space scale

$$T_s = \log \left(\frac{a(T)}{a(0)} \right) ,$$

and has absolute beginning. The positive sign of time corresponds to the expansion of the Universe and negative sign to the contraction of (anti) Universe. The "Observer" is seeing that the small Universe is created with finite volume and density and undergoes the inflation with respect to the "spectral time".

The inflation lasts till the size becomes so large that the next radiation term dominates.

At the radiation dominance stage

$$P_{(h)l}^k = 0$$

the Universe is described by the following reduced action

$$W_{(\pm)}^{Red} = \int d^3x \int_0^T dt \left[E^i \dot{A}_i \mp \frac{E^2 + B^2}{2} \dot{T}_s \right] , \quad (112)$$

where the spectral energy density coincides with the conventional Hamiltonian electromagnetic density, and spectral time T_s in the homogeneous limit

$${}^{(3)}R = -\frac{k}{a^2 r_0^2} \quad (k = \pm 1, 0) ; \partial_k a = 0$$

is the conformal one η

$$\dot{T}_s = \frac{6a\dot{a}}{\kappa^2 \mathbf{w}} = r_0 \dot{\eta} \quad (113)$$

within the factor of the size of the Universe [11] — [13].

In the flat space limit $\dot{T}_s = 1$ and the spectral Hamiltonian

$$H_s = \int d^3x \frac{E^2 + B^2}{2} \quad (114)$$

represents the generator of evolution. Recall that this Hamiltonian is obtained from $\mathbf{w}\dot{\mu} - \frac{\mathbf{w}}{2}$ in the reduced action (103). The latter term is omitted in the ADM scheme. This is the reason why the flat limit for radiation cannot be reproduced in ADM approach.

Finally, at the classical dust dominance stage

$$T_{(d)0}^0 = \frac{M_{(d)}}{V_3(r_0)a^3}$$

it is easy to see [11] — [13] that the reduced action (103) has the following form

$$W_{\pm}^{Red} = \mp \frac{M_{(d)}}{2} T_F(a). \quad (115)$$

Here the spectral time

$$T_F(a) = \int_0^T dt \frac{6a^2 \dot{a}}{\kappa^2 \mathbf{w}} \quad (116)$$

coincides with the Friedmann (proper) time for any type of the Universe $k = 0, \pm 1$, as in the case of relativistic particle. Due to considering only the localizable part of the spectral energy in the representation (106) we got only one half the mass of the Universe in accordance with Tolman's result of 1930 [36]. In the quantum theory (106) the spectral energy $\mathcal{E}_s = 1/2 \dot{M}_{(d)}$ is a conserved quantity and represents the relict of the age of creation of the Universe. It is natural to suppose that at this moment the Universe had the size of its Compton length $M_{(d)}^{-1}$, which defined the minimal scale $a(0) = (\kappa M_{(d)})^{-1} \approx 10^{-60}$ in eq.(111).

5.4 Universe and "Observer"

The main peculiarity of "gaugeless" reduction of gravity is the appearance of the concepts of the spectral energy and spectral time. These quantities arise from the surface terms of the initial Einstein action (including the total time derivative). In the quantum theory they correspond to the nonzero phases of the wave function. Just from these phases an "Observer" forms the spectral energy and spectral time.

For the set of simplest examples we get the following conclusions

- In the limit of a small space scale component a of the metric the "Observer" is observing that the creating Universe expands from the finite volume and density and it is filled with only the Misner anisotropic gravitons [24]. This Universe undergoes the inflation under the spectral time. The inflation corresponds to the energy density $1/a^6$, but not the de Sitter one.
- In the radiation stage, the reduced action has two correct limits. At the large cosmological scale limit the spectral time coincides with the conformal one. For the small scale (in the flat space time limit) the spectral energy is nothing else as the energy of transverse photons, in contrast with ADM scheme.
- In the stage of dust filled Universe, the "Observer" discovers that his spectral time, as the phase of the wave function, transforms to the classical Friedmann time, as the invariant interval (like the observable time for relativistic particle at rest transforms to the proper one).

The "Observer" sees the changes of the character of spectral time T_s in the process of the evolution of the Universe. Who is the "Observer", whose conclusions strongly differ from the conclusions of a modern scientist [37]?

6 PERSPECTIVES

The usual gauge -fixing scheme is based on the gauge equivalence theorem that has been proved for the asymptotical flat space - time and asymptotically free elementary particles [22]. This theorem becomes problematic in the general case of composite particles, collective excitations or nonflat space - time. The extension to the general case is quite nontrivial and interesting problem. Our work represents an attempt to advance in this direction but in the framework of the gaugeless scheme, based on construction of gauge invariant variables by explicitly resolving the Euler -Lagrange equations for the gauge fields component with zero canonical momentum (compare also with the approach in refs. [38]). In this note we have considered effects of exhibition of nonvanishing interaction in the asymptotic regions: QCD at spatial infinity and gravity at time infinity. The method of gaugeless reduction allows a correct description of this surface dynamics. We hope that the solution of problems of quantum gravity and low energy QCD including the hadronization and confinement [6] will be more effective in the scheme of gaugeless description.

Acknowledgment

The authors are indebted to Profs. A.Ashtekar, B.Ovrut and E.Seiler for comments and suggestions. The authors also thank Profs. B.M. Barbashov, A.V.Efremov, V.V. Papoyan, P.I.Fomin and A.T. Filippov for useful discussions.

References

- [1] V.N. Pervushin. *Teor. Mat. Fiz.* 45 (1980) 327. (transl. in English *TMP* 45 (1981) 1110).
- [2] V.N. Pervushin. *Riv. Nuovo Cimento* 8 N10 (1985) 1.
- [3] Nguyen Suan Han, V. Pervushin. *Mod.Phys.Lett* A2 (1987) 367.
- [4] Nguyen Suan Han, V. Pervushin. *Fortsch.Phys.* 37 (1989) 611.
- [5] V. Pervushin. *Nucl.Phys.(Proc.Supp.)* 15 (1990) 197.
- [6] V. Pervushin, Nguyen Suan Han. *Can.J.Phys.* 69 (1991) 684.
- [7] N.P.Ilieva, V.N.Pervushin. *Sov. J.Par.Nucl.* 22 (1991) 573.
- [8] V.N.Pervushin, Yu.L. Kalinovsky, W.Kallies, N.A.Sarikov. *Fortschr. Phys.* 38 (1990) 333.
- [9] Yu.L.Kalinovsky, L.Kaschluhn, V.N. Pervushin. *Fortschr. Phys.* 38 (1990) 353.
- [10] Yu.L.Kalinovsky, W.Kallies, L.Kaschluhn, L.Münchow, V.N.Pervushin, N.A.Sarikov. *Few body System* 10 (1991) 87.
- [11] V. Pervushin, T. Towmasian. *J.Moscow Phys.Soc.* 3 (1993) 1.
- [12] V. Pervushin, T. Towmasian, *Int.J.Mod.Phys. D* (1994) 1.
- [13] A. Khvedelidze, V. Papoyan, V. Pervushin. *JINR Preprint, E2-93-163, Dubna, 1994.*
- [14] A. Khvedelidze, V. Pervushin. *JINR Preprint, E2-93-439, Dubna, 1993.*
- [15] P.A.M.Dirac. *Rev.Mod.Phys.* 21 (1949) 392.

- [16] P.A.M.Dirac. Phys.Rev. 73 (1948) 1092.
- [17] N.N.Bogoliubov. Dokl. AN.SSSR 81 (1951) 757.
- [18] K. Sundermeyer, "Constrained Dynamics ", Lecture Notes in Physics N169 Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1972.
- [19] P.A.M. Dirac. Phys.Rev. 114 (1959) 924.
- [20] W. Heisenberg, W. Pauli, Z.Phys.56 (1929) 1; *ibid.* 59 (1930) 166.
- [21] B. Zumino. J.Math.Phys. 1 (1960) 1.
- [22] L.D. Faddeev, A.A.Slavnov, "Introduction in the Quantum Theory of Gauge Fields", Moscow, Nauka, 1984
- [23] Belavin A.A., Polyakov A.M., Schwartz A.S., Tyupkin Yu.S., Phys.Let. 59B (1975) 85. R.Jackiw, C.Rebbi. Phys.Lett. 63B (1976) 172. R.Dashen, D.Gross. Phys.Rev. D17 (1977) 2717.
- [24] L.D.Faddeev, Proc. Fourt.Intern. Symposium on Nonlocal Field Theory, 1976, D1-9788, Dubna, (1977), 267.
- [25] M.K.Prasad, C.M.Sommerfield. Phys.Rev.Lett. 35 (1975) 760. Bogomoln'nyi E.B. Yad.Fiz. 24 (1976) 449.
- [26] H. Leutwyler. Nucl.Phys B179, (1981), 129.
- [27] R.Jackiw, C.Rebbi. Phys.Rev.D13 (1975) 3398; A.S.Goldhaber. Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 1122; P.Hasenfratz, G.t'Hooft. Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 1119 .
- [28] V.N.Gribov. Nucl.Phys.B 139 (1978) 1.
- [29] K. Kuchar, Journ.of Math.Phys. 17 (1976) 777.
- [30] R. Arnowitt, S. Deser, C.W. Misner, Phys.Rev. 117 (1960) 1595.
- [31] A.L. Zelmanov, Dokl.AN USSR 107 N 6 (1956) 315. Dokl. AN USSR 209, N 4 (1973) 822.
- [32] J.M Bardeen, Phys.Rev. D22 (1980) 1882 H.Kodama, M.Sasaki. Prog.Theor.Phys. Suppl.78 (1984) 1.
- [33] C. Misner, Phys.Rev. 186 (1969) 1319.

- [34] C. Misner, K.S. Thorne, J.A. Wheeler, "Gravitation", Freeman Press, San-Francisco, 1973.
- [35] M.P. Ryan, Jr., and L.C. Shapley, "Homogeneous Relativistic Cosmologies", Princeton Series on Physics, Princeton University Press, Princeton, N.Y. 1975;
M.P. Ryan, "Hamiltonian Cosmology", Lecture Notes in Physics N 13 Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1972.
- [36] R.C. Tolman, Relativity, Thermodynamics and Gravitation, Calderon Press, Oxford, 1969.
R.C. Tolman, Phys.Rev. 35 (1930) 875.
- [37] A.D.Linde, "Elementary Particle Physics and Inflation Cosmology", Nauka, Moscow, 1990 (in Russian).
- [38] L.Faddeev, R.Jackiw, Phys.Rev. Lett. 60 (1988) 1692 ,
R.Jackiw. Preprint CTP-2215, MIT Cambridge 1993

Квантовомеханическая проблема локализованного состояния в общей теории относительности

Э. А. Тагиров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

”Мы привыкли считать x пространственной координатой, а t – временем, и употребляем их в этом смысле даже внутри элементарных частиц. Однако что соответствует им в действительности?”

Д.И.Блохинцев

«Пространство и время в микромире»

1 Введение

Проблема установления пространственно-временного положения элементарной частицы (проблема локализации) в ее нерелятивистских и релятивистских аспектах занимала заметное место в ряду научных интересов Д.И.Блохинцева в теоретической физике. Хотя ожидания кардинального изменения геометрических представлений в микромире, бытовавшие три десятилетия назад, сменились сейчас большей или меньшей уверенностью в локальности фундаментальных взаимодействий вплоть до масштабов планковской длины, все же вопрос, приведенный в эпиграфе, не теряет своей актуальности как относящийся к самым основам еще далеко не завершенной в построении релятивистской квантовой теории.

Более того, в теории квантованных полей с внешней эйнштейновской гравитацией (т.е.в римановом пространстве-времени V_4), начало последующему впечатляющему развитию которой были положено в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ в бытность Д.И.Блохинцева ее директором, возникает вопрос о том, что такое частица вообще, поскольку традиционное ее определение как кванта энергии поля в случае нестатических метрик, по меньшей мере, теряет свою однозначность.

Не менее традиционное, но несколько более интуитивное представление о частице как локализованном в пространстве-времени объекте встречает трудности уже на уровне специальной теории относительности в виде невозможности построить точно локализованное состояние в пространстве положительно-частотных решений свободных релятивистских уравнений поля, отсутствия положительно-определенного скалярного произведения в этом пространстве, трудностей определения операторов координат частицы. (Это, конечно, ипостаси одной проблемы.)

В наиболее детальном и концентрированном виде эти трудности с локализацией частицы в рамках специальной теории относительности рассмотрены в монографии Д.И.Блохинцева [1]. В работе [2] он показал, что в пространстве положительно-частотных решений можно построить состояние, в котором дисперсия квадрата (декартовой) координаты сколь угодно мала, т.е. локализация возможна в этом приближенном смысле. Это обстоятельство и рассмотрение мысленных опытов по измерению координат частицы привели Д.И.Блохинцева к выводу о предпочтительности использования и в релятивистском случае c -числовых операторов x, y, z, t вместо известных операторов Ньютона-Вигнера [3]. Однако в таком случае возникает вопрос о сравнении результатов измерений, произведенных в разных, пусть даже инерциальных системах отсчета, а ведь существуют еще и неинерциальные. В работах [4–6] автора настоящей статьи, в частности, показано, что на самом деле эти два подхода к операторам координат, а также введенные И.В.Полубариновым [7] вторично-квантованные операторы декартовых координат в известном смысле эквивалентны даже будучи обобщены на криволинейные координаты.

То, что такие осложнения не возникают с наблюдаемыми, порожденными алгеброй соответствующего представления группы Пуанкаре, например, с энергией и проекциями импульса, является, вообще говоря, частным следствием существования этой симметрии и сохранения этих наблюдаемых. Переход к риманову пространственно-временному фону в общем случае уравнивает все наблюдаемые в их несохранении¹), и проблема определения операторов любых наблюдаемых становится частью проблемы квантования механики и полей в общей теории относительности без привлечения теоретико-групповых соображений. При этом энергетический подход к определению того, что есть частица, реализуется в методе диагонализации гамильтониана, сформулированном для квантово-полевых задач в неста-

¹Конечно, наложение любых нестационарных и неоднородных внешних условий на квантовую систему, например, в виде внешних полей приводит к потере некоторых или всех законов сохранения, но когда это происходит в плоском пространстве-времени, как правило, предполагается или подразумевается возможность включения и выключения этих условий с восстановлением законов сохранения и стандартной трактовки всех наблюдаемых.

ционарном внешнем электромагнитном поле М.И.Широковым [8] и затем широко применявшемся при квантовании полей в космологических гравитационных полях А.А.Грибом [9] и другими. Однако применение этого метода не выходит за пределы достаточно симметричных космологических моделей. В любом случае он приводит лишь к представлению о квазичастицах, зависящему от "момента времени", в который производится измерение несохраняющейся энергии поля.

Естественно обратиться в этой ситуации к представлению о частице как о локализованном объекте и выяснить, насколько могут быть распространены и обобщены стандартные представления о локализации на общерелятивистский случай. Выше уже упоминалось, что даже в пространстве-времени Минковского M_4 , даже с декартовыми координатами здесь есть неясности, и поэтому первое, что следует сделать — это попытаться воспроизвести в V_4 стандартную структуру нерелятивистской квантовой механики (в картине Шредингера): уравнение эволюции волновых функций их скалярное произведение, операторы энергии—импульса и положения частицы. Последние требуются в соответствии с проективным постулатом квантовой механики для задания начальных условий для уравнений эволюции путем редукции волновой функции.

В настоящей статье весьма схематически излагается общеквариантный подход к такой реконструкции на основе работ автора [4 — 6], с упором на те результаты, которые, на наш взгляд, вносят определенную ясность в упомянутые выше вопросы.

2 Нерелятивистская асимптотика общерелятивистских уравнений и борновская интерпретация волновых функций

Уравнения Шредингера и Паули (с поправками любого порядка по c^{-2}) соответственно для скалярной или (двухкомпонентной) спинорной волновой функции ψ в V_4 с метрическим тензором общего положения $g_{\alpha\beta}(x)$, $\alpha, \beta, \dots = 0, 1, 2, 3$, $x \in V_4$, порождаются переходом в обобщениях на V_4 уравнений Клейна—Гордона и Дирака к классу их решений вида (выделение быстро изменяющейся части фазы):

$$\Phi(x) = \text{const} \cdot \exp(-i \frac{mc}{\hbar} S(x)) V(x) \cdot \psi(x), \quad (1)$$

где $S(x)$ – функция, удовлетворяющая какому-либо уравнению Гамильтона – Якоби (например, для геодезических $\partial^\alpha S \partial_\alpha S = 1$), и условию "быстроты" выделенной части фазы:

$$|\partial_\alpha \arg(V\psi) \partial^\alpha S| \ll \left(\frac{2mc}{\hbar}\right)^2 \partial_\alpha S \partial^\alpha S, \quad (2)$$

а $V(x)$ – некоторый, вообще говоря, нелокальный оператор (однокомпонентный в случае спина 0 и 2×4 -матрица с операторными элементами в случае спина 1/2). При подстановке (1) в уравнения для Φ положим, что векторное поле $\tau_\alpha(x) \stackrel{def}{=} c \partial_\alpha S(x) = O(1)$ (это весьма нетривиальный шаг, означающий переход к человеческим масштабам времени), и получим для ψ уравнение типа Шредингера-Паули:

$$i\hbar \tilde{T}\psi = H\psi, \quad (3)$$

где в случае спина 0 (в спинорном случае имеется еще один член, содержащий матрицы Паули σ_k)

$$\tilde{T} \stackrel{def}{=} \tau^\alpha \tilde{\partial}_\alpha + \frac{1}{2} \nabla_\alpha \tau^\alpha \quad (4)$$

— обобщенная производная в направлении времениподобного векторного поля $\tau^\alpha(x)$, которое, развивая достаточно установившуюся терминологию, уместно назвать *нормальной гамильтоновой системой отсчета*; второе слагаемое в формуле (4) отслеживает изменение в направлении τ^α элемента объема нормальной пространственно-подобной гиперповерхности так, чтобы это изменение само по себе не меняло плотность вероятности обнаружения частицы в единице объема, см [3].

Гамильтониан H выражается через оператор $V(x)$, на который, в свою очередь, накладываются, сохраняя определенный произвол, нелинейные уравнения, и потому оба эти оператора, если существуют в точном смысле, то нелокальны. Однако, переход к квантовой механике состоит в асимптотическом по c^{-2} приближении этих операторов, что достигается простой итерационной процедурой. (При этом в случае внешнего гравитационного поля "практический" интерес может быть ограничен порядком $O(c^{-2})$). В результате асимптотические приближения V и H являются дифференциальными операторами, содержащими в пространстве решений уравнения (4) только производные вдоль пространственно-подобной гиперповерхности $S = \{x \in V_4 : S(x) = const\}$ и только конечное их число, т.е. в этом смысле теория локальна, а $\Phi(x)$ вида (1) является асимптотическим решением обобщенных уравнений поля.

Произвол, остающийся при этом в определении оператора перехода $V(x)$, можно использовать для того, чтобы известные сохраняющиеся (на решениях полевых уравнений) полуторалинейные формы:

$$\{\phi_1, \phi_2\} = \int_{\Sigma} d\sigma^\alpha (\bar{\phi}_1 \partial_\alpha \phi_2 - \partial_\alpha \bar{\phi}_1 \phi_2) \quad (\text{спин } 0), \quad (5)$$

$$= \int_{\Sigma} d\sigma^\alpha \bar{\phi}_1 \gamma_\alpha \phi_2, \quad (\text{спин } 1/2), \quad (6)$$

где Σ — произвольная пространственно-подобная гиперповерхность (общего положения) и $d\sigma^\alpha(x)$ — ее нормальный элемент, приводили при $\Sigma = S$ и Φ вида (1) к асимптотическому соотношению

$$\{\Psi_1, \Psi_2\} = \int_S d\sigma \bar{\psi}_1 \psi_2 \stackrel{\text{def}}{=} (\psi_1, \psi_2), \quad (7)$$

После этого оператор $V(x)$ (асимптотически) определен с точностью до унитарного преобразования, а гамильтониан H (асимптотически) эрмитов в обычном смысле:

$$(\psi_1, H\psi_2) = (H\psi_1, \psi_2). \quad (8)$$

Нормировка ψ сохраняется во времени, т.е. в направлении t^α . Таким образом, хотя полуторалинейная форма $\{\Psi_1, \Psi_2\}$ не является, вообще говоря, положительно-определенной, но является таковой на асимптотических решениях вида (1). Эти результаты служат основанием для борновской вероятностной интерпретации волновой функции $\psi(x)$.

После этого остается еще удовлетворить проективному постулату квантовой механики введением необходимых операторов наблюдаемых.

3 Оператор энергии-импульса

Прежде чем перейти к проблеме локализации частицы, для оправдания утверждений, касающихся этого, нужно начать с более прозрачного вопроса об энергии и импульсе.

Для классического поля $\Phi(x)$, $x \in V_4$ проекция $P_K(\Phi; \Sigma)$ 4-импульса поля на заданное векторное поле $K^\alpha(x)$ (характеризующее по естественному предположению свойства измерительного устройства) известно:

$$P_K(\Phi; \Sigma) = \int_{\Sigma} d\sigma^\alpha K^\beta T_{\alpha\beta}(\Phi), \quad (9)$$

где $T_{\alpha\beta}(\Phi)$ — (метрический) тензор энергии-импульса. При подстановке сюда Φ из (1) и $\Sigma = S$ мы получим, следовательно, диагональный матричный элемент неизвестного нам пока эрмитова квантовомеханического оператора $\hat{p}_K(x)$ проекции импульса частицы на (единичное) векторное поле

$K^\alpha(x)$, т.е. (асимптотически)

$$P_K(\Phi; S) = (\psi, \hat{p}_K(x)\psi). \quad (10)$$

Для определения недиагональных матричных элементов оператора $\hat{p}_K(x)$ теперь можно использовать тот известный факт, что всякий действительный квадратичный функционал $Z(\Phi)$ на комплексных функциях $\Phi(x)$ единственным образом определяет эрмитов полуторалинейный функционал

$$Z(\Psi_1, \Psi_2) \stackrel{def}{=} \frac{1}{2} [Z(\Psi_1 + \Psi_2) - Z(\Psi_1 - \Psi_2) - iZ(\Psi_1 + i\Psi_2) + iZ(\Psi_1 - i\Psi_2)], \quad (11)$$

называемый поляризацией $Z(\Phi)$. Под эрмитовостью $Z(\Psi_1, \Psi_2)$ подразумевается следующее свойство

$$Z(\Psi_1, \Psi_2) = \overline{Z(\Psi_2, \Psi_1)}. \quad (12)$$

Для поляризации $P_K(\Phi_1; S)$ при подстановке (1) с учетом уравнения (3) имеем

$$P_K(\Phi_1, \Phi_2; S) = (\psi_1, \hat{p}_K(x)\psi_2), \quad (13)$$

откуда можно получить явное выражение для оператора $\hat{p}_K(x)$ через операторы V и H (которые вычисляются в виде асимптотических разложений по c^{-2}) [5, 6] ². Эрмитовость поляризации в смысле (12) автоматически обеспечивает (асимптотическую) эрмитовость оператора $\hat{p}_K(x)$ в любом порядке c^{-2} .

В частности, в нулевом приближении для случая спина 0 и векторного поля $K^\alpha(x)$, касательного к гиперповерхности S , имеем:

$$\hat{p}_K(x) = i\hbar(K^\alpha \partial_\alpha + \frac{1}{2} \nabla_\alpha K^\alpha) + O(c^{-2}). \quad (14)$$

Если же мы выберем $K^\alpha = \tau^\alpha/c$, то получим оператор энергии $c\hat{p}_{\tau/c}$, причем унитарный произвол в выборе оператора перехода $V(x)$ можно использовать так, чтобы имело место равенство

$$c\hat{p}_{\tau/c} = H. \quad (15)$$

Это свидетельствует о внутренней согласованности описываемого подхода и стимулирует применение его к другим наблюдаемым.

²Отметим, что ни $P_K(\Phi_1; S)$, ни $P_K(\Phi_1, \Phi_2; S)$ не могут, вообще говоря, быть представлены в виде матричных элементов какого-либо дифференциального оператора по "скалярному произведению" $\{.,.\}$ за исключением того случая, когда $K^\alpha(x)$ есть векторное поле Киллинга.

4 Операторы (криволинейных) координат

Д.И.Блохинцев [1] настоятельно подчеркивал разницу между арифметизацией V_4 , которая есть произвольная маркировка точек V_4 путем какого-либо локального отображения на E_4 , и наблюдением положения частицы (хотя бы и умозрительным), результатом которого будут конкретные значения скалярных функций $q^A(x)$ $A, B, \dots = 1, 2, 3$, вид которых определяется применяемыми измерительными устройствами (включая характер их движения), но, конечно, не способом арифметизации V_4 . Эти функции однозначно определяют точку на гиперповерхности S , если они удовлетворяют условиям:

$$d\sigma^\alpha \partial_\alpha q^A = 0, \quad \text{ранг} \|\partial_\alpha q^A\| = 3. \quad (16)$$

В качестве квадратичного функционала "среднего значения криволинейной координаты $q^A(x)$ " примем простейшее выражение

$$Q^A(\Phi; \Sigma) = \int_\Sigma d\sigma^\alpha q^A(x) j_\alpha(x), \quad (17)$$

где $j_\alpha(x)$ — соответствующий ток. В частном случае декартовых координат в M_4 и $\Sigma \sim x^0 = \text{const}$ подобное выражение для вторично-квантованного оператора координаты кванта поля Φ было введено Полубариновым [7] из соображений причинности. Подставив в поляризацию $Q^A(\Phi; S)$ асимптотические решения (1) уравнений поля, имеем:

$$Q^A(\Phi_1, \Phi_2; S) = (\psi_1, \hat{q}^A(x) \psi), \quad (18)$$

где (эрмитов) оператор $\hat{q}^A(x)$ может быть вычислен с точностью до любого порядка по степеням c^{-2} . В частности,

$$\hat{q}^A = q^A I + O(c^{-4}); \quad (\text{для спина } 0) \quad (19)$$

$$= q^A I - \frac{\hbar^2}{8m^2 c^2} (\partial^{(i)} \partial_{(i)} q^A + \sigma_k \varepsilon^{(ijk)} (\partial_{(i)} \partial_{(j)} q^A + \partial_{(j)} q^A (\partial_{(i)} + \frac{1}{2} \nabla_\alpha h_{(i)}^\alpha))) + O(c^{-4}); \quad (\text{для спина } 1/2) \quad (20)$$

где I — оператор умножения на единицу, $h_{(i)}^\alpha(i, j, \dots = 1, 2, 3)$ — векторные поля ортонормированного репера на S , $\varepsilon^{(ijk)}$ — полностью антисимметричный тензор ($\varepsilon^{(123)} = -1$) и $\partial_{(i)} \stackrel{\text{def}}{=} h_{(i)}^\alpha \partial_\alpha$.

Таким образом, в отличие проекций импульса, которые даже в нулевом приближении могут быть выбраны коммутирующими только в пространственно-плоских космологических моделях Робертсона-Уокера, операторы координат \hat{q}^A скалярной частицы всегда коммутируют с точностью до $O(c^{-4})$. Появление членов порядка $O(c^{-2})$ в случае спиновой частицы

отражает, по-видимому, известное "дрожание" электрона, (для электрона в магнитном поле это явление рассмотрено в работе [10]). В случае свободного движения бесспиновой частицы в M_4 в инерциальной системе отсчета, выбрав $q^A(x) = x^A$, где x^A — декартовы координаты, получим, что

$$\hat{x}^A = x^A I, \quad (I \text{ — единичный оператор}) \quad (21)$$

в любом приближении по c^{-2} , т.е. в этом простейшем (симметричнейшем) случае релятивистские (!) операторы пространственных координат именно те, которые предлагал Д.И.Блохинцев, см [1], стр.101.

Вместе с тем. (асимптотические) решения уравнений поля $\Phi(x)$ вида (1) с фиксированной функцией $S(x)$ (т.е. с фиксированной гамильтоновой системой отсчета) и определенным с точностью до унитарного преобразования оператором перехода $V(x)$ можно рассматривать как иное пространство представления одночастичных состояний, асимптотически эквивалентное пространству волновых функций $\psi(x)$. Тогда соотношения, аналогичные равенствам (6) и (17) приведут к другому дифференциальному оператору, см [5], которое в упомянутом простейшем случае совпадает с известным оператором Ньютона-Вигнера [3], полученному первоначально из иных, теоретико-групповых соображений. Можно говорить вследствие этого, что в работах [5, 6] получено обобщение оператора Ньютона-Вигнера на случай произвольных внешних полей, систем отсчета и криволинейных координат.

Аналогично получают и операторы проекции спина на локальный ортонормированный репер.

5 Некоторые выводы

По теме настоящей статьи существенными представляются следующие выводы, к которым приводит изложенный здесь подход.

1. Решения уравнения Гамильтона-Якоби в какой-либо гамильтоновой динамике определяют систему отсчета, введение которой выделяет из общерелятивистских уравнений поля и соотношений (5), (9), (17) стандартную структуру квантовой механики: уравнения Шредингера или Паули с эрмитовым гамильтонианом и борновской вероятностной интерпретацией их решений ψ и эрмитовы операторы пространственных координат и проекций импульса и спина на произвольное поле направлений. При этом предгильбертово пространство шредингеровых волновых функций ψ определяет класс $W_{\Phi S}$ (асимптотических по c^{-2}) решений уравнений поля.

2. Вообще говоря, различные классы $W_{\Phi S}$ соответствуют различным определениям одночастичных состояний, подчиненных различным квантовым механикам, и суперпозиция решений Φ , взятых из разных классов не имеет смысла с точки зрения борновской вероятностной интерпретации, что относится и к примеру, приведенному Д.И.Блохинцевым в [1], стр. 90 для демонстрации трудностей (специально)релятивистской квантовой механики (существование суперпозиции положительно-частотных решений, для которой квадратичная форма $\{\Phi, \Phi\}$ положительно не определена). Таким образом, нормальные гамильтоновы системы отсчета порождают некоторое подобие правила суперотбора.

3. Если, однако, уравнение для Φ и уравнение Гамильтона-Якоби обладают симметрией и притом одинаковой, то системы отсчета и определяемые ими классы $W_{\Phi S}$ объединяются в более широкие классы эквивалентности по представлениям этой группы. Очевидный и простейший пример: свободные уравнения поля в M_4 , и инерциальные системы отсчета, т.е. $S(x) = c_\alpha x^\alpha$, где x^α — декартовы координаты и c_α — постоянные; только в этом случае нерелятивистское одночастичное состояние может быть "бустировано" в релятивистское одночастичное же состояние.

4. В каждой отдельно взятой гамильтоновой системе отсчета можно ввести асимптотический по c^{-2} оператор $\hat{q}^A(x)$ криволинейной координаты $q^A(x)$ на пространственно-подобной гиперповерхности города S , который локален в том смысле, что содержит конечное число (пространственных) производных. Этот оператор имеет собственные функции на фиксированной гиперповерхности S вида

$$\psi'_q = \text{const } \delta^{(3)}(q - q') \quad (22)$$

лишь с точностью до $O(c^{-4})$ (а в M_4 при $q^A = x^A$ с любой точностью) в случае спина 0 и с точностью до c^{-2} в случае спина 1/2.

Литература

- [1] Блохинцев Д.И. Пространство и время в микромире. Изд 2-е. М. "Наука" 1982.
- [2] Блохинцев Д.И. В кн.: Физика высоких энергий и теория элементарных частиц: О локализации частиц, Киев, "Наукова думка", 1967.
- [3] Newton R., Wigner E. Rev.Mod.Phys. 21, p.400, (1985).
- [4] Тагиров Э.А. ТМФ.1990, т.84, N 3, стр.419 - 430.

- [5] Тагиров Э.А. ТМФ.1992, т.90, N 3. стр.412 - 423.
- [6] Tagirov E.A., JINR Communications E2-94-323, 1994, Дубна.
- [7] Полубаринов И.В. Сообщения ОИЯИ P2 - 8371, Дубна, 1974.
- [8] Широков М.И. Ядерная физика, 1968, т.10, стр.1276 - 1281.
- [9] Гриб А.А., Мамаев С.Г., Мостепаненко В.М. Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях. Изд.2-е. М., Энергоатомиздат, 1988.
- [10] Barut A.O., Thacker W.D. Phys.Rev. D31, p.2079 - 2085 (1985).

Handedness of Jets as a Measure of Quark and Gluon Polarization

Anatoli V. Efremov

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

Abstract

An introduction to the handedness and handedness correlation is given. The experimental situation in the handedness measurement is presented. We would like to draw attention to a new puzzling phenomena of the jet handedness correlation discovered in $Z^0 \rightarrow 2jet$ events. The sign of the correlation contradicts either to charge conjugation of the two jets or to factorization of q and \bar{q} fragmentation into hadrons. A theoretical significance of the effect is discussed.

1 Preface

The idea of work in this direction in many respect was influenced by excellent but sorrily not very wide known paper of Dmitry Ivanovich Blokhintsev in 1950 "Uspehi" [1] named "Elementary Particles and Fields". Investigating the relation of elementary particles and quantum fields he concluded that the main feature of particles as excitation of a quantum fields is the relation of momentum and energy of the excitation

$$E^2 = P^2 + M^2 .$$

This feature, natural for linear fields (though not always), is rare from evident for nonlinear ones. "Other words, an excitation in such case in general is not reducible to a particle form. It was written 15 - 20 years before discovery of quarks and gluons with it's sticking feature of confinement. The excitations of highly nonlinear quark-gluon fields are quarks and gluons not as particles with a definite momentum-energy relation but as jets of particles.

The jets in spite of the absence of the energy-momentum relation have however characterized all the other quantum numbers of the field as spin, charge, baryon number, etc. except for the color since all our devise are color blind. And we really can measure almost all this characteristics. Spin -

by angular distribution of jets, charge and other flavor - by average flavor of particles in jets. The exception was the polarization determined by projection of spin in some direction. What feature of jets does correspond to it?

This question captured me yet in 1978 when we were together with D.I. at Tokyo Conference on High Energy Physics and where seems for the first time a detailed data on jets and strikingly large high- P^T Λ -polarization and left-right pion asymmetry from polarized target were presented and widely discussed. Some later such characteristic was found and much later it was named the HANDEDNESS.

2 Introduction to the Handedness

The handedness was proposed [2] as a new property of the multiparticle parton fragmentation function for experimental measurement of partons polarization. It is an asymmetry with respect to pseudoscalar variable

$$X = \frac{(\vec{k}_1 \times \vec{k}_2) \cdot \vec{j}}{|\vec{k}_1| |\vec{k}_2|} \quad (1)$$

in Lab frame of reference. (It was named the *longitudinal* handedness). Here \vec{k}_1, \vec{k}_2 are momenta of two particles of jet, selected according to some criteria. The vector \vec{j} is a unit vector in jet direction defined by thrust axis or by total jet momenta¹. Concerning the particle "1" one can discriminate between a charge independent criteria Z (e.g. the particle "1" is the leading one in pair) and a charge dependent criteria Q (e.g. the particle "1" is positive one in (+-)-pair)². In this paper some results of experimental search of the longitudinal handedness correlation in 2-jet events in e^+e^- annihilation in the region of Z^0 -peak is discussed.

The asymmetry with respect to X is interesting due to the following reason. The dependence on the pseudoscalar X can appear only in pair with another pseudoscalar. The only one characterizing the two particle fragmentation of an object (quark, gluon or resonance) is a longitudinal polarization P . Indeed, let a probability of a right (left) handed quark (with helicity $h = \pm 1$) to fragment into a right handed jet ($X > 0$) or (assuming the P-invariance of fragmentation) a probability of left (right) handed quark to fragment into left handed jet ($X < 0$) be

$$\frac{N_R}{n_{\pm}^q} = \frac{N_L}{n_{\mp}^q} = \frac{1}{2}(1 \pm \alpha^q), \quad (2)$$

¹Similarly one can define two transversal component of the handedness using two unite transversal vectors instead of \vec{j} . So the handedness is in fact a pseudovector like polarization.

²Instead of jet axis one can use a unit vector in direction of momenta of a triple of particles.

where n_{\pm}^q and $N_{R,L}$ are numbers of right and left handed quarks and jets correspondingly. (The latter one and α could acquire also the label Z or Q depending on chosen criteria on particle "1"). Then for jet handedness of definite flavor quark (antiquark) one can obtain from (2)

$$H^{q,\bar{q}} = \frac{N_R - N_L}{N} = \alpha^{q,\bar{q}} P_{q,\bar{q}}, \quad (3)$$

where $P_q = (n_+^q - n_-^q)/N$ is a quark polarization and $N = N_R + N_L = n_+^q + n_-^q$. So the knowledge of the *analyzing power* α allows to measure the quark polarization. The value of α naturally depends on the chosen criteria and on cuts implied.

Charge conjugation transforms quarks into antiquarks with the same helicities and negative particle of the pair into positive one. So it does not change the handedness of jet in the criteria Z but change it for opposite in the criteria Q. As a consequence one has [2, 3]

$$\alpha_Z^{\bar{q}} = \alpha_Z^q \quad \text{and} \quad \alpha_Q^{\bar{q}} = -\alpha_Q^q. \quad (4)$$

Another relation follows from $SU(2)$ flavor symmetry which transforms u -quarks into d -quarks and if the $(+-)$ -pair is chosen as pion pair the handedness of jets does not change in the criteria Z but changes for the opposite in the criteria Q, i.e

$$\alpha_Z^u = \alpha_Z^d \quad \text{and} \quad \alpha_Q^u = -\alpha_Q^d. \quad (5)$$

Notice however that $SU(2)$ invariance and the relation (5) could be broken for heavy flavors.

In fact, an idea very similar to the handedness was first proposed by Nachtmann [4], and independently mentioned in an early work by one of us [5]. Its application to certain heavy-quark decays was studied in Ref. [6]. Similar techniques are also discussed in a recent work of Collins et al. [7]. Most of these papers deal with the asymmetries, which can be identified as longitudinal handedness H_t with t being thrust or sphericity axis.

The theoretical estimates for the value of jet handedness are rather uncertain. A few very general statements however could give useful indications for the search. The handedness just as a polarization is an interference phenomena [2]. So it is most probable when a pair of particles in the resonance region interferes with a nonresonant background. Since in parton fragmentation we have to deal mostly with pions, the most prominent resonances are in a region of 1 GeV/c in invariant mass of a pair (e.g. in the region of the ρ -resonance). One can expect also that the most leading particles are the most informative

about parton spin state (just as about its charge or flavor) and that the handedness will be more pronounced for large k_T where the variable X is large due to the fragmentation function have to be linear in P and thus in PX .

Concerning the value of the handedness one can state that the commonly used QCD Monte-Carlo models like JETSET or HERWIG deal with probabilities rather than with amplitude and so does not contain any interference phenomena like the handedness. The lowest order perturbative QCD diagrams give an effect proportional to squared quark mass. This should mean that partons transmit their helicity to hadrons at a very late nonperturbative stage of fragmentation. All this makes the problem of estimation of the handedness rather uncertain. Simplest estimations of α using an effective Feynmann diagrams of ρ -background interference give the value of few percent [8]. That allows to hope for applications of the handedness in measuring the quark polarization if the analyzing power is obtained from a process with known quark polarization.

3 Handedness in e^+e^- -annihilation

The e^+e^- -annihilation in the region of the Z^0 -peak seems at the first sight as one of the best places for searching the handedness of quark jets and measuring the analyzing power α . This is due to the fact that the quarks from Z^0 -decay are strongly polarized as a result of the interference of vector and axial couplings.

In the Standard Model the quark polarization and production ratio are $P_u = -0.67$, $P_d = -0.93$ and $\sigma_u/\sigma_d = 0.78$ and opposite sign polarization for the antiquarks. If one does not distinguish between quark and antiquark jet one can easily find from (4) that $H_Z^{\bar{q}} = -H_Z^q$ and the total handedness cancels to zero. However $H_Q^{\bar{q}} = H_Q^q$ and the handedness for q and \bar{q} add to each other.

With no distinction between quark flavor also one has

$$H_Q^{e^+e^-} = \sum_q w_q \alpha_Q^q P_q \quad \text{and} \quad H_Z^{e^+e^-} = 0, \quad (6)$$

where the probabilities w 's consist of a flavor rate production and of probability of the flavor to fragment into a pair obeying the applied cuts³,

$$w_q = \sigma_q w_{cut}^q / \left(\sum_q \sigma_q w_{cut}^q \right). \quad (7)$$

Now it is clear from (5) that different terms in (6) could be of different signs and some cancellation is possible. It could be a reason that only a

³It could be calculated using a Monte-Carlo generated events with the same cuts.

rather small value of the handedness was observed experimentally [9] in e^+e^- -annihilation via Z^0 . The best value $H_Q^{e^+e^-} = 1.19 \pm 0.48\%$ was seen for leading $(++-)$ and $(--+)$ pion triples in the ρ -resonance region of invariant mass of $(+-)$ -pairs. This agrees with SLD observation [10] $H_Q < 2.4\%$.

It was the reason of turning to the search for handedness correlation in 2-jet events

$$C = \frac{\Delta N_{xx}}{N_{xx}} = \frac{N_{RL} + N_{LR} - N_{RR} - N_{LL}}{N_{RL} + N_{LR} + N_{RR} + N_{LL}}. \quad (8)$$

Since at the production level $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ the helicities of quark and antiquark are always correlated (CP-conjugation), i.e. $n_{++}^{q\bar{q}} = n_{--}^{q\bar{q}} = 0$, one can write using (2)

$$N_{RR} = n_{+-}^{q\bar{q}} \cdot \frac{1}{4}(1 + \alpha^q)(1 - \alpha^{\bar{q}}) + n_{-+}^{q\bar{q}} \cdot \frac{1}{4}(1 - \alpha^q)(1 + \alpha^{\bar{q}})$$

and similar expressions for N_{LL} , N_{RL} and N_{LR} . An important assumption used here is that each quark in Z^0 decay fragments independently of its partner. Substituting this into the correlation (8) and making a sum over the quark flavors one obtains⁴

$$C = \sum_q \bar{w}_q \alpha^q \alpha^{\bar{q}}. \quad (9)$$

The probabilities \bar{w} 's here have to contain probabilities of both quark and antiquark to fragment into desired pairs in addition to the flavor production rate $\bar{w}^q = (w_{cut}^q)^2 \sigma_q / [\sum_q (w_{cut}^q)^2 \sigma_q]$. Using the relation (4) one can obtain for different criteria (numbering)

$$C_Q = - \sum_q \bar{w}_q (\alpha_Z^q)^2 \quad \text{and} \quad C_Z = \sum_q \bar{w}_q (\alpha_Z^q)^2. \quad (10)$$

So, the correlations are sign definite and no cancellation is expected. Moreover it has to be negative in charge criteria Q and positive in no charge criteria Z.

4 Puzzling handedness correlation

The first observation of handedness correlation using the DELPHI data collection was reported at Moriond-94 workshop [11].

An initial statistics of about 1 MZ^0 hadronic events selected by a standard cuts[12] was used. According to JADE method with jet resolution parameter

⁴In more general case of quark helicity correlation $c_{q\bar{q}}$ the r.h.s. of the expression should be multiplied by this number.

$Y_{cut} = 0.08$ a number of jets for each event was determined. Only 2-jet events were remained for the following analysis. In addition, acollinearity of two jets less than 15° was implied.

The unit vector \vec{t} along thrust axis was taken as a jet axis vector. The jet axis \vec{j} was chosen as $\pm\vec{t}$ depending on sign of rapidity of the pair. In each event a nonintersecting pairs of pions were selected satisfying one-particle and two-particle cuts:

- i. The rapidity with respect to the thrust axis $|Y_t| > Y_{min} > 1$ to be in a leading (assumed the most informative) group of particles.
- ii. The transversal momenta $k_T > k_T^{min} > 0.5 \text{ GeV}/c$ – an average k_T in jet – to get rid of low k_T hadrons created by hadronization of soft gluons.
- iii. The difference in rapidity of pions in pair $|\Delta Y_t| < \Delta Y_{max}$ to select correlated pions created mostly from the same breaking of the $q\bar{q}$ string.
- iv. The invariant mass of the pair $M^{pair} \leq M_{max}^{pair} \leq 1 \text{ GeV}/c^2$ to be in resonance region.
- v. The absolute value of X defined by (1) is greater than 0.01. For each given track among different pairs which satisfy the above cuts only the pair with largest value of $|X|$ was selected. (The last cut is due to limited momentum resolution of the DELPHI apparatus and off-line analysis procedure [13].)

The handedness correlation (8) of two pairs in the same events both in the same and in opposite jets was investigated for the charge and for the rapidity criteria for particle "1". For the former case only (+-)pairs were taken into account. For the sake of control approximately the same number (about 1 MZ^0) of Monte Carlo events produced by JETSET7.3 PS and by HERWIG5.7 generators were used with the same cuts for hadronic 2-jet events and pair selection.

For the opposite jets an increasing positive C_Q correlation was observed in the region of $1 < Y_{min} < 2$ and $M_{max}^{pair} = 0.75 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta Y \leq 1$, $k_T^{min} = 0.65 \text{ GeV}/c$, $|X| \geq 0.01$. It shows that left handed pair in one jet prefers a right handed pair in opposite jet. Maximal value of the correlation about $20 \pm 5\%$ is obtained at $Y_{min} = 1.75$. Some indication to a negative correlation can be seen for pairs in the same jet. Neither JETSET7.3 PS nor HERWIG 5.7 Monte Carlo programs show this effect at the whole domain of the given cuts variation. No correlation was also seen for the pairs from different events with the same cuts including the back-to-back acollinearity cut of the two jets. This should convince that it is not an apparatus effect.

The mass cut dependence M_{max}^{pair} of the C_Q correlation for opposite jets was investigated also. It is difficult to say something about the effect in the region below 0.5 GeV because of decrease of statistics. The most definitely

the correlation is seen at the ρ -meson mass region and clearly decreases for the higher masses. Such behavior confirms the above mentioned theoretical expectation that for handedness phenomena manifestation one needs an interference of the different amplitude.

As a function of k_T^{min} the C_Q correlation disappeared for small $k_T^{min} < 0.6 \text{ GeV}/c$ and seems saturated at $k_T^{min} > 0.65 \text{ GeV}/c$.

The C_Z handedness correlation with rapidity ordering was also investigated. Both neutral and double charge pairs were taken into account with the same cuts. The correlation in opposite jet is also positive and has the same behavior on the cut parameters but about two times smaller in magnitude. The maximal value obtained is about $10 \pm 4\%$ at approximately the same cut parameters.

So, a clear evidence for the jet handedness correlations was found. The puzzling thing however is that the C_Q correlation of selected pairs from opposite jets has a sign which contradicts to predicted one according to (10) based on the standard parton picture. It includes the helicity correlation of Z^0 -decay, independence of q and \bar{q} fragmentation and the charge conjugation of the two jets. The question now is which of the statement is broken.

Same helicity contribution first seems suppressed by m_q/M_{Z^0} factor and second would give a negative charge independent correlation C_Z in contradiction with observation.

Break of factorization due to a high twist contribution seems also unreliable since the opposite jet correlation should decrease with increase of rapidity interval between pairs. Indeed, from a dimensional argument one can see that

$$C_Q \propto \frac{\epsilon_{tk_1k_2}\epsilon_{tk'_1k'_2}}{(k_1k'_1)(k_2k'_2)} \approx \frac{\sin \phi \sin \phi'}{\cosh^2(Y - Y')} < e^{-4Y_{min}}, \quad (11)$$

where ϕ and ϕ' are an azimuthal angle between transversal momenta of particles in pairs. In contrast with this the observed correlation increases with Y_{min} .

A positive sign of the correlation would be natural if some longitudinal chromo-magnetic field in the color tube between q and \bar{q} would exists. It is close to idea of origin of jet handedness proposed recently by M.Ryskin in Ref. [14] according to which the handedness arises due to turning of q and \bar{q} produced in breaking of string in longitudinal chromo-magnetic field from chromo-magnetic moments of parent q and \bar{q} . The model predicts negative sign correlation for pairs in the same jet what seems supported by observation. For the opposite jet handedness correlation this would lead however to the normal (negative) sign since the chromo-magnetic moments q and \bar{q} are opposite to each other. For to produce the observed positive sign one needs

an *universal* chromo-magnetic field as if quarks were monopoles rather than dipoles. One can now only guess what is a true physical reason for the field. It is clear however that there is no one in QED or Perturbative QCD. It is a question whether it could arise as a non-perturbative (topological?) effect. So aside of the nature of the field is rather obscure it is hardly connected with spins of quarks.

In conclusion, a very nontrivial effect in handedness correlation seems observed which has no simple explanation in present theory. It is of special interest to study jet handedness correlations in the other LEP experimental data and also in data for smaller energy e^+e^- -collider.

We would like to thank G. Altarelli, A. Olshevski, M. Ryskin, T. Sjöstrand, O. Teryaev, N. Törnqvist and T.T. Wu for fruitful discussions.

This work was partially supported by International Science Foundation under the Grant RFE000 and Russian Foundation for Fundamental Research under the Grant 94-02-3811.

References

- [1] D.I. Blokhintsev, *Uspehi Fizicheskikh Nauk*, **42** (1950) 76
- [2] A.V.Efremov, L.Mankiewicz, N.A.Törnqvist, *Phys. Lett.***B284**(1992)394.
- [3] S. Belostotski, S. Manayenkov, M. Ryskin, Prepr. PIYAF-1906, 1993.
- [4] O. Nachtmann, *Nucl. Phys.***B127**(1977)314.
- [5] A.V. Efremov, *Sov. J. Nucl. Phys.***28**(1978)83.
- [6] R.H. Dalitz, G.R. Goldstein and R. Marshall, *Z. Phys.***C42**(1989)441.
- [7] B. Carlitz, J. Collins S. Heppelmann, G. Ladinsky, R. Jaffe and X. Ji, "Measuring transversity densities in singly polarized hadron-hadron collisions" (preliminary version of Penn State preprint PSU/TH/101) (March 1992).
- [8] A.V.Efremov, "A model for jet handedness estimation". To be published.
- [9] A.V.Efremov, I.K.Potashnikova, L.G.Tkatchev, L.S.Vertogradov. DELPHI collaboration. DELPHI 94-11 PHYS 355. 31 January 1994.
- [10] D. Muller (SLD), *Rancontre de Moriond*, Meribel, 1994.
- [11] A.V. Efremov, I.K. Potashnikova, L.G. Tkatchev, "Search for Jet Handedness Correlation in Hadronic Z-decays", *Rancontre de Moriond*, Meribel, 1994.
- [12] DELPHI Collab., P. Aarnio et al., *Phys.Lett.***B240**(1990)271.
- [13] DELPHI Collaboration, *NIM A***303**(1991)233.
- [14] M.G.Ryskin, *Phys.Lett.***B319**(1993)346.

Квантовая хромодинамика и распределение частиц по множественности

И. М. Дрёмин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва

Аннотация

В рамках квантовой хромодинамики (КХД) рассмотрена проблема распределений вторичных частиц по множественности при соударениях частиц высоких энергий. Приведены решения КХД-уравнений для производящих функций распределений по множественности в глюонных и кварковых струях как для фиксированной, так и для бегущей константы связи. Найдена новая характеристика, весьма чувствительная к форме распределения. Предсказания сопоставляются с экспериментальными данными. Указано изменение распределений по множественности при уменьшении области анализируемого фазового объема. Оно обсуждается в связи с понятиями о перемежаемости и фрактальности. Кратко описаны и некоторые другие эффекты, предсказанные КХД.

1 Введение

Квантовая хромодинамика (КХД) уже давно признана теорией сильных взаимодействий. Несомненны ее успехи в описании статических характеристик адронов (особенно, тяжелых кваркониев), симметричных свойств их взаимодействий, правил сумм. С открытием свойства асимптотической свободы квантовой хромодинамики были заложены теоретические основы дотолем феноменологической партонной модели и открыт путь к использованию теории возмущений в применении к упругим и неупругим адронным процессам с большими передачами импульса, где роль партонных играют кварки и глюоны [1-5]. Несомненно, на конечной стадии необходимо учитывать превращение кварков и глюонов в наблюдаемые адроны, и пока еще мы не способны извлечь однозначный рецепт этого перехода из квантовой хромодинамики, поскольку не знаем решения проблемы удержания (конфайнмента) кварков, хотя теоретические расчеты на решетках дают нам основания сказать, что это свойство заложено в лагранжиане КХД. Однако простейшие

оценки показывают, что зачастую либо этот этап не меняет существенно конечных характеристик, либо его влияние оказывается не зависящим от энергии и поэтому оцениваемым из других процессов при различных энергиях. На феноменологическом уровне распределения партонов и адронов оказываются весьма схожими. В этой ситуации исследование партонной стадии процесса приобретает решающее значение, поскольку именно ею в значительной степени определяются конечные характеристики адронов, рождающихся в неупругих процессах при высоких энергиях.

Для выяснения динамики процессов первостепенную роль играет распределение неупругих событий по числу рождающихся в них частиц (или, как говорят, распределение по множественности). Феноменологические подходы к его описанию обычно ограничиваются простейшими идеями об излучении отдельными источниками с применением широко используемых в теории вероятности распределений (см., например, [6]).

Среди них наибольшей популярностью пользуется отрицательное биномиальное распределение, обычно неплохо описывающее основные черты экспериментальных данных о распределениях частиц по множественности в разных реакциях в достаточно широком интервале энергий при выборе соответствующих значений параметров, хотя и отмечено некоторое разногласие при наивысших доступных энергиях. Привлекательной чертой отрицательного биномиального распределения является наличие асимптотического КНО-скейлинга при высоких энергиях, т.е. при стремящейся к бесконечности средней множественности. Согласно КНО-гипотезе (названной так по начальным буквам фамилий ее авторов [7]) распределения по множественности зависят лишь от отношения числа частиц к их среднему числу (подробнее см. ниже). В общих чертах это свойство также довольно хорошо подтверждается экспериментом (за исключением, пожалуй, лишь данных при самых высоких энергиях).

Что же говорит квантовая хромодинамика о распределениях по множественности? Попытке ответа на этот вопрос и посвящены те работы, которые составили основу предлагаемой обзорной статьи. Оказалось, что в высших приближениях теории возмущений квантовая хромодинамика на партонном уровне способна предсказать весьма тонкие особенности распределений по множественности, которые сохраняют основные качественные черты и для адронных распределений. Предваряя детальное изложение полученных выводов, укажем на лежащие на этом пути "подводные камни" и кратко опишем историю развития вопроса.

Прежде всего следует подчеркнуть, как это уже делалось выше, что квантовая хромодинамика приводит к выводам о распределениях партонов, а не конечных адронов. Нужны дополнительные гипотезы, чтобы сделать за-

ключения об адронных распределениях. Одной из них является гипотеза о локальной партон-адронной дуальности [8], которая сводит проблему к простой перенормировке распределений, не меняющей их формы. Она восходит к идее о "мягком прекофайнменте" [9], когда партоны группируются в бесцветные кластеры, не меняя изначальных спектров. Следует подчеркнуть, что эта гипотеза обычно применяется лишь к инклюзивным распределениям, а не к корреляционным характеристикам, где, как полагают, необходима значительно большая осторожность. Феноменологические модели процесса адронизации партонов используются в монте-карловских версиях неупругих процессов и, чаще всего, поддерживают приближенное свойство локальной партон-адронной дуальности, хотя, как будет указано ниже, кое-где заметны количественные отличия от следствий этой гипотезы.

Другой проблемой, в конечном счете тесно связанной с первой, являются пределы применимости используемого приближения теории возмущений. Формально можно использовать теорию возмущений лишь в случае, когда константа связи очень мала, а это условие выполняется в квантовой хромодинамике только при очень больших переданных импульсах. Но в каждом процессе по мере эволюции партонов их энергии уменьшаются и необходим корректный учет мягких партонов, их отдачи в процессе взаимодействия и законов сохранения. В низшем порядке теории возмущений всеми этими эффектами пренебрегают, рассматривая лишь процессы, в которых энергии и углы излучения сильно меняются на каждом этапе эволюции (так называемое дваждылогарифмическое приближение). Учет мягких партонов и строгого углового упорядочения происходит в следующих членах разложения. Это - модифицированное приближение ведущих логарифмов и члены более высокого порядка по константе связи, в которых сказываются также эффекты отдачи и законов сохранения. Чаще всего эти поправки довольно хорошо контролируются и оказываются порядка десятка процентов. Однако, несмотря на их относительно небольшой интегральный вклад, они зачастую оказываются весьма важными и меняют картину на качественном уровне в той области, где соответствующие функции малы. Так, без правильного учета этих членов нельзя понять истинную картину протекания процессов с большой множественностью. Математически это сказывается в появлении нового параметра разложения, равного произведению константы связи (точнее, квадратного корня из нее) на ранг момента распределения. Этот параметр велик при большом ранге (т.е. большой множественности). Связанные с ним проблемы мы обсудим подробнее в разделах 3-5.

Таким образом, естественно, что первые результаты о распределении по множественности партонов в квантовой хромодинамике были получены в дваждылогарифмическом приближении (см. обзоры в [5,10]). Они оказались

настолько же впечатляющими, насколько и обескураживающими. Прежде всего, из них следовало свойство асимптотического КНО-скейлинга распределений по множественности. При этом само распределение не зависело от константы связи [11]. Это наталкивало на мысль о большей общности полученного результата. Рост средней множественности с энергией (при бегущей константе связи) был быстрее любого логарифмического закона и медленнее любого степенного, что неплохо согласовывалось с экспериментом. Вместе с тем, конкретная форма КНО-функции получилась явно противоречащей всем экспериментальным данным - теоретическое распределение было намного шире всех, известных из эксперимента. Лишь недавно удалось снять остроту данной проблемы [12, 13] путем учета эффектов высшего порядка, о которых мы упоминали выше. Во всяком случае, сейчас можно утверждать, что согласие с экспериментом достигнуто, по крайней мере, на качественном уровне. Вместе с тем, некоторые предсказания, полученные с помощью пертурбативной квантовой хромодинамики, оказываются неожиданно хорошо оправдывающимися и для "мягких" процессов адронных взаимодействий. С одной стороны, это озадачивает, хотя и понятно, что высшие поправки должны были бы учитывать последовательно вклад все более "мягкой" компоненты, а с другой, указывает на большую общность мягких и жестких процессов, нежели это предполагается в разных теоретических модельных построениях, и заставляет задуматься над общим происхождением изучаемых эффектов (приводящих, в частности, к наблюдаемым распределениям по числу частиц). Кроме того, решение уравнений КХД подсказало новую характеристику, весьма чувствительную к тонким особенностям функции распределения. Современное состояние вопроса о распределениях по множественности в кварковых и глюонных струях, описываемых квантовой хромодинамикой, служит основным предметом изложения в данном обзоре (см. разделы 5-8).

Что касается значений средней множественности, то здесь большие дискуссии вызывает величина отношения множественностей частиц в глюонных и кварковых струях. Первоначальное предсказание, полученное из дваждылогарифмического приближения, давало для отношения множественностей партонов значение $9/4$, что существенно превосходило все экспериментальные оценки. Учет простейших поправок несколько снижает эти величины, а высшие поправки, как и точное решение уравнений при фиксированной константе связи приводят к еще меньшему значению. Эти выводы и их соответствие эксперименту обсуждаются в разделах 6, 7. Здесь же будет обсуждена и зависимость средней множественности от энергии.

Для полноты картины следует сказать и о других интересных фактах из физики неупругих взаимодействий частиц высоких энергий, в описании (а

зачастую и в предсказании) которых квантовая хромодинамика также оказалась весьма успешной. Эффекты, предсказываемые квантовой хромодинамикой, очень изысканы, порою неожиданны и всегда поучительны. Продолжая изучение распределений по множественности, можно поставить вопрос об их поведении не только в полном фазовом объеме, но и в ограниченных (и даже малых) его областях. Как известно, эти исследования весьма популярны в последние годы и связываются с явлением перемежаемости и с фрактальностью распределений частиц в фазовом объеме, обуславливающих большие флуктуации в малых областях (см. обзор в [14]). Это свойство проявляется в относительном уширении распределения при уменьшении объема области, что приводит к росту моментов распределения, причем степенной рост напрямую говорит о перемежаемости и фрактальности. Такие закономерности были наблюдаемы на опыте. Квантовая хромодинамика описывает явление роста моментов, непосредственно связывает показатели перемежаемости (фрактальность) с аномальной размерностью и указывает пределы применимости этих законов, четко выделяя те размеры, где важно учитывать бегущую константу связи и где этим свойством можно пренебречь. Мы кратко обсудим эти результаты в разделе 8.

Квантовомеханическую природу взаимодействующих партонов подчеркивают интерференционные эффекты, приводящие к "горбату" плато в распределении по быстротам, корреляциям частиц по энергиям и азимутальному углу, так называемому эффекту струны (или "увлечения" частиц) в трехструйных событиях и при рождении тяжелых бозонов и лептонов, подавлению излучения вперед при рождении тяжелых (быстро распадающихся) кварков. Мы кратко обсудим их в разделе 9.

Вне поля нашего зрения, к сожалению, останутся интересные особенности взаимодействия с ядрами, а также взаимодействия поляризованных кварков, которые заслуживают отдельного рассмотрения.

Нашей основной целью является изучение распределений по множественности и связанных с ними характеристик. Я прошу прощения у всех авторов многочисленных статей по этому предмету, чей вклад не будет упомянут. Меня может извинить только то, что здесь рассмотрен лишь подход в рамках квантовой хромодинамики. Однако, к сожалению, даже при этой ограниченной постановке задачи возможны упущения, за которые я приношу мои извинения.

2 ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ОБОЗНАЧЕНИЯ

Распределение неупругих событий по числу рожденных в них частиц называется распределением по множественности и задается формулой

$$P_n = \frac{\sigma_n}{\sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n}, \quad (1)$$

где σ_n - сечение рождения n частиц (так называемое топологическое сечение) и суммирование ведется по всем возможным n , так что

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1. \quad (2)$$

Зачастую распределение по множественности P_n удобно характеризовать его моментами, фактически заменяя ряд чисел P_n на другой ряд чисел по определенному алгоритму. Все они могут быть получены с помощью так называемой производящей функции, определяемой по формуле

$$G(z) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n (1+z)^n, \quad (3)$$

и позволяющей изучать аналитическую функцию вместо ряда чисел P_n . В дальнейшем мы будем использовать чаще всего (нормированные) факториальные моменты F_q и кумулянты K_q , задаваемые соотношениями

$$F_q = \frac{\sum_n P_n n(n-1)\dots(n-q+1)}{(\sum_n P_n n)^q} = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \frac{d^q G(z)}{dz^q} \Big|_{z=0}, \quad (4)$$

$$K_q = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \frac{d^q \ln G(z)}{dz^q} \Big|_{z=0}, \quad (5)$$

где

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} P_n n \quad (6)$$

- средняя множественность. Выражение для $G(z)$ можно переписать в виде

$$G(z) = \sum_{q=0}^{\infty} \frac{z^q}{q!} \langle n \rangle^q F_q \quad (F_0 = F_1 = 1), \quad (7)$$

$$\ln G(z) = \sum_{q=1}^{\infty} \frac{z^q}{q!} \langle n \rangle^q K_q \quad (K_1 = 1). \quad (8)$$

Само распределение P_n и его обычные моменты C_q могут быть выражены через производящую функцию $G(z)$ следующим образом:

$$P_n = \frac{1}{n!} \frac{d^n G(z)}{dz^n} \Big|_{z=-1}, \quad (9)$$

$$C_q = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} P_n n^q}{\langle n \rangle^q} = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \left. \frac{d^q G(e^z - 1)}{dz^q} \right|_{z=0}. \quad (10)$$

Все моменты связаны друг с другом определенными соотношениями, легко получаемыми путем использования их определений через производящую функцию. Так, например, факториальные моменты и кумулянты однозначно выражаются друг через друга с помощью формулы

$$F_q = \sum_{m=0}^{q-1} C_{q-1}^m K_{q-m} F_m, \quad (11)$$

указывающей на связь производных от некоторой функции и от ее логарифма в точке, где эта функция обращается в единицу. Здесь

$$C_{q-1}^m = \frac{(q-1)!}{m!(q-m-1)!} = \frac{\Gamma(q)}{\Gamma(m+1)\Gamma(q-m)} = \frac{1}{mB(q, m)} \quad (12)$$

— биномиальные коэффициенты, а Γ и B — гамма- и бета-функции, соответственно. Таким образом, в соотношениях (11) содержатся лишь числовые коэффициенты, и последовательная итеративная процедура их решения (удобная при компьютерных расчетах) позволяет воспроизвести все кумулянты, если известны факториальные моменты (и наоборот). В этом смысле факториальные моменты и кумулянты равноправны. Физический смысл тех и других опять-таки легко понять из их определений, если выразить их в виде интегралов от корреляционных функций. Однако, мы не будем здесь этого делать (см., например, обзор [14]), а сошлемся лишь на похожие соотношения в квантовой теории поля, где формулы, аналогичные (4) и (5), определяют, соответственно, весь набор фейнмановских диаграмм и подсистему связанных графов (см., например, [1]). Поэтому нетрудно понять, что факториальные моменты являются интегральными характеристиками всевозможных корреляций частиц, а кумулянты q -го ранга отвечают "истинным" q -частичным корреляциям, не сводимым к произведениям корреляций более низкого порядка¹. Точнее, в q -том кумулянте все q частиц связаны друг с другом и не могут быть разбиты на группы, между которыми нет корреляции. По аналогии с майеровским кластерным разложением в статистической механике можно сказать, что они образуют q -частичный кластер, не делящийся на меньшие кластеры.

¹Эта интерпретация справедлива, фактически, лишь для моментов, порядок (ранг) которых q меньше средней множественности при данной энергии (см. подробнее в обзоре [14]).

Обычно факториальные моменты и кумулянты распределений, с которыми имеют дело в физике частиц, довольно быстро растут с увеличением ранга. Поэтому удобно рассматривать также их отношение

$$H_q = \frac{K_q}{F_q}, \quad (13)$$

которое обладает более "спокойным" поведением при больших рангах q , подчеркивая вместе с тем характерные качественные особенности в зависимости кумулянтов от их ранга.

Из определения факториальных моментов (4) легко усмотреть, что их можно выразить через обычные моменты C_q того же и низшего рангов, но с коэффициентами, зависящими от средней множественности. Например,

$$F_2 = \frac{\langle n(n-1) \rangle}{\langle n \rangle^2} = C_2 - \langle n \rangle^{-1}. \quad (14)$$

Это приводит к осложнениям, связанным с необходимостью пересчета при каждой заданной энергии. Поэтому мы не будем использовать обычные моменты в дальнейшем. Однако, в асимптотике обычные и факториальные моменты совпадают.

Следует отметить, что весь объем физической информации, содержащийся в распределении по множественности P_n , может быть представлен в виде производящей функции $G(z)$ или заданием моментов C_q, F_q, K_q (либо их отношения H_q) при определенной средней множественности $\langle n \rangle$. Важно отметить, что моменты высшего ранга подчеркивают особенности распределения при все более высоких множественностях. Только множественности $n > q$ дают вклад в факториальный момент (целочисленного) ранга q , как следует из формулы (4).

Если распределение обрезано на множественности $n = n_{max}$, то все факториальные моменты ранга $q > n_{max}$ равны нулю. При меньших q они всегда положительны. Кумулянты же могут быть как положительными, так и отрицательными.

До сих пор, не оговаривая этого особо, мы предполагали, что порядок (ранг) момента является целым положительным числом. Однако, их определения (4), (5), (10) можно обобщить [15] и на нецелочисленные моменты. Это легко понять, если записать, например, F_q в виде формулы

$$F_q = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \sum_{n=0}^{\infty} P_n \frac{\Gamma(n+1)}{\Gamma(n-q+1)}, \quad (15)$$

применимой при любом вещественном q и позволяющей вычислять дробные факториальные моменты по экспериментальным данным о P_n .

С другой стороны, эти величины можно находить по формулам обобщенного (дробного) дифференцирования, если известна производящая функция. Правила обобщенного дифференциального исчисления выражают производную произвольного (вещественного) порядка через производные целого порядка следующим образом [16]

$$D_z^q G(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(1+z)^{m-q} G^{(m)}(-1)}{\Gamma(m-q+1)}, \quad (16)$$

где $G^{(m)}(-1)$ - производные целого порядка m от функции $G(z)$, определенной формулой (3), в точке $z = -1$.

Нетрудно видеть, что определение факториальных моментов (4) переписывается для нецелых q в виде

$$F_q = \frac{1}{\langle n \rangle^q} D_z^q G(z)|_{z=0} = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{G^{(m)}(-1)}{\Gamma(m-q+1)}. \quad (17)$$

Как видно, формулы (9), (15), (17) легко трансформируются друг в друга. Тем самым устанавливается однозначное соответствие экспериментального определения F_q по формуле (15) его теоретическому определению (17) как дробной производной от производящей функции. При целочисленных значениях q эти моменты совпадают с обычными моментами целого порядка. Поэтому в общем случае их часто называют дробными моментами. Использование дробных моментов позволяет в некоторых случаях более детально различать разнообразные распределения, как это будет видно на простейших примерах, приведенных в разделе 3.2.

Определение дробных кумулянтов по известной производящей функции, соответственно, можно производить с помощью формулы [17]

$$K_q = \frac{1}{\langle n \rangle^q} D_z^q \ln G(z)|_{z=0} = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\ln G(z))^{(m)}|_{z=-1}}{\Gamma(m-q+1)}. \quad (18)$$

К сожалению, при этом заметно усложняется связь между дробными факториальными моментами и дробными кумулянтами. Именно эта связь при целых рангах (см. (11)) служит для вычисления кумулянтов по экспериментально определенным факториальным моментам.

Памятуя о том, что кумулянты оказываются очень чувствительной функцией вида распределений при низких рангах (как это будет подробно обсуждаться ниже), можно попытаться получить аналогичные функции из эксперимента, заменяя связь (11), например, такой формулой

$$F_q = \sum_{m=0}^{[q-1]} (mB(q, m))^{-1} K_{q-m}^{(a)} F_m, \quad (19)$$

где суммирование идет до целой части величины $q-1$, а $K_{q-m}^{(a)}$ можно назвать "аналитическим продолжением" кумулянтов на нецелые ранги. Эту формулу удобно использовать и экспериментаторам, и теоретикам (хотя здесь имеется неоднозначность с определением кумулянтов около точки $q = 1$). Правда, при этом теряется теоретическая основа в виде формулы (18).

3 · ФЕНОМЕНОЛОГИЯ

3.1 КНО-СКЕЙЛИНГ И F -СКЕЙЛИНГ

Одним из наиболее успешных предположений о форме распределений по множественности при высоких энергиях была гипотеза о том, что вся энергетическая зависимость определяется поведением средней множественности таким образом, что P_n имеет вид

$$P_n = \frac{1}{\langle n \rangle} f\left(\frac{n}{\langle n \rangle}\right). \quad (20)$$

Это свойство было названо КНО-скейлингом по имени авторов [7], которые обосновывали его путем изучения фейнмановского плато в быстротных распределениях частиц. Нормировочное условие (2) отвечает соотношению

$$\int_0^{\infty} f(x) dx = 1. \quad (21)$$

Ясно, что обычные моменты КНО-распределения (20) не зависят от энергии, а являются лишь функциями их ранга q :

$$C_q = \int_0^{\infty} x^q f(x) dx = \text{const}(E). \quad (22)$$

В то же время факториальные моменты этого распределения меняются с энергией, поскольку они отличаются (см. формулу (14)) от обычных моментов корреляциями низшего порядка, подавленными средней множественностью в соответствующей степени. Поэтому поправочные члены вымирают с ростом энергии и факториальные моменты совпадают с обычными при асимптотически высоких энергиях. Постоянство факториальных моментов мы будем называть F -скейлингом. F -скейлинг и КНО-скейлинг эквивалентны

в асимптотике. Как ясно видно из всего вышесказанного и из определений (3), (7), (8), производящая функция в обоих случаях зависит от начальной энергии только через $\langle n \rangle$.

В квантовой хромодинамике с фиксированной константой связи (см. раздел 7) предпочтительным кажется F -скейлинг. Однако, поскольку теоретические расчеты проводятся обычно в предположении очень высокой энергии, отличием от КНО-скейлинга пренебрегают. Предасимптотические поправки для второго момента изучались в работе [18].

В дваждылогарифмическом приближении уравнения для факториальных моментов оказываются не зависящими от энергии и от константы связи. Функция $f(x)$ экспоненциально спадает [5] при больших x :

$$f(x) \sim 2C(Cx - 1 + \frac{1}{3Cx} + \dots)e^{-Cx}; \quad Cx \gg 1, \quad (23)$$

где $C \approx 2.553$, а при малых x ведет себя как

$$f(x) \sim x^{-1} \exp(-\ln^2 x/2). \quad (24)$$

Хотя демонстрация асимптотического КНО-скейлинга (или F -скейлинга) и его независимости от константы связи в низшем порядке являются сами по себе большим достижением квантовой хромодинамики [11], конкретная форма скейлинговой функции (23), (24) оказывается не удовлетворяющей экспериментальным данным. На эксперименте функция $f(x)$ оказывается заметно уже теоретической. Учет поправок с помощью модифицированного приближения ведущих логарифмов указывал на то, что результирующее теоретическое распределение должно быть менее широким [19]. Высшие поправки, действительно, меняют форму функции $f(x)$, но теперь она становится зависящей от константы связи. Эти вопросы рассмотрены подробнее в разделах 5 - 7.

До сих пор, говоря о распределениях по множественности, мы неявно имели в виду распределения событий по полному числу частиц во всем фазовом объеме. Вместе с тем, закономерно поставить вопрос о том, как будут меняться эти распределения при наложении тех или иных ограничений на изучаемую область фазового объема, например, при разбиении полного интервала быстрот на меньшие интервалы. В этом случае моменты распределения становятся, вообще говоря, функциями не только ранга, но и размера рассматриваемого интервала (см. обзор [14]). В частности, их поведение на очень малых интервалах связывают с явлением перемежаемости и фрактальностью, которые мы кратко обсудим в разделе 9. Приближенный F -скейлинг сохраняется и в этом случае.

3.2 ПРОСТЕЙШИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Мы рассмотрим три примера распределений, для которых можно получить аналитические выражения для производящих функций и всех моментов [20, 21]. Они послужат нам "отправными точками" при дальнейшем анализе КХД-распределений. В каждом подразделе вначале мы будем рассматривать целочисленные моменты, а потом покажем, к чему приводит обобщение на дробные моменты.

3.2.1 ПУАССОНОВСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Наличие корреляций в процессе обычно принято характеризовать мерой отличия типичного для него распределения от распределения Пуассона, которое задается формулой

$$P_n = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle}. \quad (25)$$

Производящая функция имеет вид (см. (3)):

$$G(z) = \exp(\langle n \rangle z) \quad (26)$$

и согласно (4), (5) получаем

$$F_q = 1, \quad K_q = H_q = \delta_{q1}. \quad (27)$$

Значит, мерой корреляций служит отличие факториальных моментов от единицы и кумулянтов (кроме тривиального первого), а также отношения H_q от нуля. Имеет место F -скейлинг и асимптотический КНО-скейлинг.

Дробные факториальные моменты пуассоновского распределения выглядят следующим образом [15]

$$F_q = \frac{e^{-\langle n \rangle}}{\langle n \rangle^q \Gamma(1 - q)} \Phi(1, 1 - q; \langle n \rangle), \quad (28)$$

где Φ - вырожденная гипергеометрическая функция. При целочисленных значениях q , как и следует, они обращаются в единицу, а в промежутках осциллируют с переменной амплитудой, зависящей от q и от $\langle n \rangle$, как это показано на рис.1 (кривая е).

Можно записать и выражение для кумулянтов [17] согласно формуле (18):

$$K_q = \frac{q}{\langle n \rangle^{q-1} \Gamma(2 - q)}. \quad (29)$$

Соответственно, отношение H_q имеет вид

$$H_q = \frac{q}{1-q} \frac{\langle n \rangle e^{\langle n \rangle}}{\Phi(1, 1-q; \langle n \rangle)}. \quad (30)$$

При целых значениях q выражения (28), (29), (30) переходят в (27). Амплитуда осцилляций моментов в промежутках между целыми q быстро падает с ростом средней множественности. Сами "осцилляции" вызваны весьма простым обстоятельством - поведением гамма-функций в знаменателях F_q и K_q .

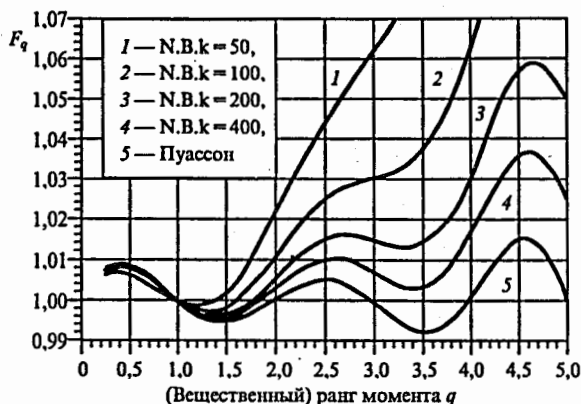


Рис. 1. Дробные факториальные моменты [15] пуассоновского (кривая 5) и отрицательного биномиального распределений (кривые 1-4, соответствующие разным значениям параметра k) при средней множественности $\langle n \rangle = 2$. Осцилляции резко падают с ростом $\langle n \rangle$ и уменьшением k

3.2.2 ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ БИНОМИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Отрицательное биномиальное распределение заслуживает особого внимания, так как в течение нескольких последних лет оно широко использовалось для фитирования экспериментальных распределений по множественности и оказалось довольно успешным. В частности, существует широко распространенное мнение, что это распределение описывает при высоких энергиях неупругие реакции взаимодействия частиц (за исключением данных при самых высоких энергиях: e^+e^- -взаимодействия при 91 ГэВ (ДЕЛФИ, ОПАЛ) и протон-антипротонные взаимодействия при энергиях от 200 до 900 ГэВ (UA5), которые будут обсуждены ниже). Оно имеет вид

$$P_n = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \left(\frac{\langle n \rangle}{k}\right)^n \left(1 + \frac{\langle n \rangle}{k}\right)^{-n-k}, \quad (31)$$

где k - подгоночный параметр. В частности, при $k = 1$ получается обычное распределение Бозе-Эйнштейна. Распределение Пуассона получится из (31) в пределе $k \rightarrow \infty$. Производящая функция имеет вид

$$G(z) = \left(1 - \frac{z\langle n \rangle}{k}\right)^{-k}, \quad (32)$$

а моменты при целых значениях q записываются как

$$F_q = \frac{\Gamma(k+q)}{\Gamma(k)k^q}, \quad (33)$$

$$K_q = \frac{\Gamma(q)}{k^{q-1}}, \quad (34)$$

$$H_q = \frac{\Gamma(q)\Gamma(k+1)}{\Gamma(k+q)} = kB(q, k). \quad (35)$$

При заданном значении k факториальные моменты растут с ростом q быстрее экспоненты. Кумулянты всегда положительны, сначала быстро падают, достигают минимума при $q \approx k$ и растут при больших значениях q . Интересно отметить, что кумулянты остаются положительными даже для произведения производящих функций отрицательных биномиальных распределений с разными параметрами. Отношение H_q монотонно падает с ростом q (пропорционально q^{-k} при больших q) и тоже всегда положительно.

Все эти характерные особенности демонстрируются на рис.2, где приведены функции $\ln F_q, \ln K_q, \ln H_q$ при $q \leq 20$ для двух значений параметра $k=5$ и 10 . Поскольку увеличение параметра k приводит к более узкому распределению, рост F_q при $k=10$, как и ожидается, оказывается медленнее, нежели при $k=5$. Зависимость от k еще более яркая в поведении кумулянтов K_q и частично компенсируется в H_q . Но эти особенности специфичны для отрицательного биномиального распределения и не столь проявляют себя в квантовой хромодинамике.

Подчеркнем, что отрицательное биномиальное распределение при фиксированном параметре k обладает F -скейлингом (моменты не зависят от $\langle n \rangle$) и асимптотическим (при больших n) КНО-скейлингом. При $n \rightarrow \infty$ и фиксированных значениях k имеем для КНО-функции

$$f(x) = \frac{k^k}{(k-1)!} x^{k-1} e^{-kx}. \quad (36)$$

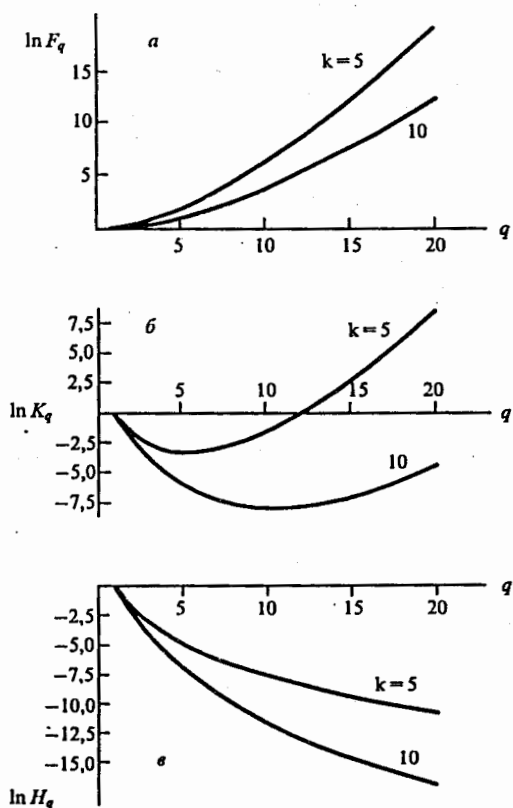


Рис. 2. Зависимость (целочисленных) факториальных моментов [21] (а), кумулянтов (б) и их отношения (в) (в логарифмической шкале) для отрицательного биномиального распределения при $k=5$ и 10 от ранга моментов q . Кривые плавно соединяют целые точки и приведены лишь для наглядности

Производящая функция (32) обладает сингулярностью в точке $z = k/\langle n \rangle \rightarrow 0$ при $\langle n \rangle \rightarrow \infty$ и $k = const$. Таким образом, вычисляя ее производные в точке $z = 0$ (факториальные моменты!), мы работаем в непосредственной близости к этой сингулярности, все более приближающейся к точке $z = 0$ по мере роста энергии.

Общие выражения для моментов, справедливые как при целых, так и при нецелых рангах q , имеют вид

$$F_q = \frac{(kv)^k F(1, k; 1 - q; v)}{\langle n \rangle^{q+k} \Gamma(1 - q)}, \quad (37)$$

$$K_q = \frac{k}{\langle n \rangle^q \Gamma(1-q)} \left[\frac{v}{1-q} F(1, 1; 2-q; v) + \ln(kv/\langle n \rangle) \right], \quad (38)$$

$$H_q = k \left(\frac{\langle n \rangle}{kv} \right)^k \frac{\frac{v}{1-q} F(1, 1; 2-q; v) + \ln(kv/\langle n \rangle)}{F(1, k; 1-q; v)}, \quad (39)$$

где $v = \langle n \rangle / (\langle n \rangle + k)$. Осцилляции моментов между целочисленными q вымирают с увеличением средней множественности (т.е. они малы при высоких энергиях) и уменьшением параметра k . Последнее свойство демонстрируется на рис.1(a-d). Осцилляции факториальных моментов идут на фоне их быстрого роста с q .

3.2.3 ФИКСИРОВАННАЯ МНОЖЕСТВЕННОСТЬ

Этот пример мы рассмотрим здесь для того, чтобы показать, что поведение моментов (даже при их целочисленных рангах) может кардинально отличаться от того, что наблюдается для изученных выше распределений. Кроме того, он продемонстрирует нам, сколь важной может оказаться процедура отбора событий на эксперименте. Дело в том, что иногда выбирают для анализа только события с заданным числом конечных частиц (так называемые полуинклюзивные события), т.е. имеют дело с распределением вида

$$P_n = \delta_{nn_0} \quad (n_0 = const). \quad (40)$$

Тогда

$$G(z) = (1+z)^{n_0}. \quad (41)$$

Поскольку при этом $\langle n \rangle = n_0$, имеем при целочисленных q

$$F_q = \frac{n_0!}{n_0^q (n_0 - q)!} = \frac{\Gamma(n_0) n_0^{1-q}}{\Gamma(n_0 - q + 1)}, \quad 1 < q \leq n_0, \quad (42)$$

$$F_q = 0, \quad q > n_0, \quad (43)$$

$$K_q = (-n_0)^{1-q} (q-1)! = (-n_0)^{1-q} \Gamma(q), \quad (44)$$

$$H_q = (-1)^{1-q} n_0 B(q, n_0 - q + 1). \quad (45)$$

Все F_q обращаются в нуль при $q > n_0$, и потому H_q можно вычислять лишь при $q \leq n_0$. Характерной чертой этого бесконечно узкого распределения являются осцилляции кумулянтов (в целых точках!), которые положительны при нечетных значениях q и отрицательны - при четных. Амплитуда осцилляций уменьшается при росте q от 1 до n_0 , а затем монотонно растет. В дальнейшем, нечто подобное мы будем наблюдать и при анализе распределений, возникающих в результате решения уравнений квантовой хромодинамики, хотя "периоды" осцилляций будут существенно разными. В то же

время, факториальные моменты здесь падают монотонно с ростом q до n_0 , что совсем не типично для квантовой хромодинамики.

Вышесказанное демонстрируется на рис.3, где приведены значения F_q, K_q, H_q при $n_0=10$, а на вставках изображены функции $\ln |K_q|$ и $\ln |H_q|$ при целых значениях q . Сплошные линии лишь соединяют значения функций при целочисленных q и проведены только для наглядности. Хотелось бы подчеркнуть, что появление осцилляций может быть связано в данном случае только с процедурой отбора событий, а отнюдь не с динамикой их взаимодействия. Это легко понять, если, скажем, отобрать лишь 10-частичные события из набора, подчиняющегося распределению Пуассона (или какому-либо другому). Вместо строго равных нулю кумулянтов мы получим осциллирующие значения, меняющие знак на каждом последовательном значении q . Только амплитуда этих осцилляций связана с исходным распределением, если сохранить его нормировку.

Знакопеременность моментов при целочисленных q действительно является проявлением осцилляций, как это наглядно видно, если вычислить их и при нецелых q :

$$F_q = n_0^{1-q} \frac{B(n_0, 1-q)}{\Gamma(1-q)}, \quad (46)$$

$$K_q = n_0^{1-q} \frac{\psi(1) - \psi(1-q)}{\Gamma(1-q)}, \quad (47)$$

$$H_q = \frac{\psi(1) - \psi(1-q)}{B(n_0, 1-q)}. \quad (48)$$

При $n_0 \rightarrow \infty$ $F_q \rightarrow 1$, $K_q \rightarrow 0$, $H_q \rightarrow 0$ (для фиксированного q). Хотелось бы подчеркнуть здесь, что во всех рассмотренных выше случаях значения моментов при нецелых q отнюдь не получают "прямолинейным" (согласно (19)) аналитическим продолжением формул, выведенных при целых q , а даются совершенно другими выражениями (сравним (27) с (28)-(30), (33)-(35) с (37)-(39) или (42)-(45) с (46)-(48), получающимися при вычислении производных дробного порядка согласно формулам (17), (18). Общим свойством рассмотренных осцилляций является смена максимума на минимум при изменении ранга всего на единицу. Однако если для пуассоновского и отрицательного биномиального распределений в целочисленных точках находятся узлы, то при фиксированной множественности - именно максимумы и минимумы. К сожалению, указанные осцилляции малы при больших множественностях и могут реально быть полезными лишь для распределений с малой средней множественностью (т.е. в малых областях фазового объема, рассмотренных в разделе 9).

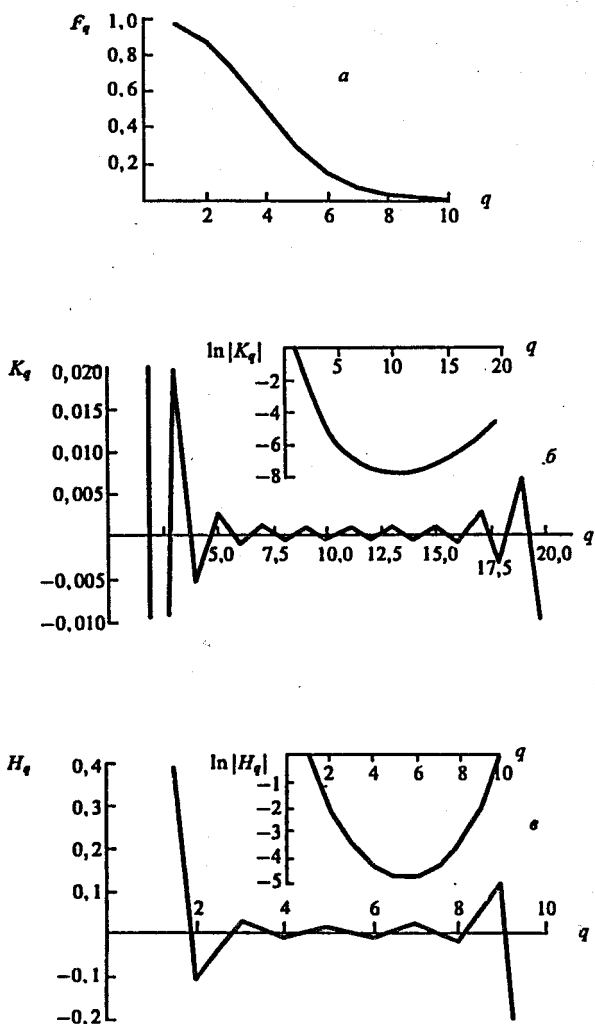


Рис. 3. Моменты распределения с фиксированной множественностью [21] для $p_0 = 10$. а - F_q , б - K_q , $\ln|K_q|$, e - H_q , $\ln|H_q|$. Как и на рис. 2, кривые лишь соединяют целочисленные точки и приведены для наглядности

3.3 ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Теоретическое описание процессов множественного рождения на диаграммном языке кажется различным для e^+e^- и hh -процессов. В первом случае основными оказываются диаграммы древесного типа (бремштралунг), когда эволюция начинается с сильно-виртуального партона, а во втором - последовательность лестничных диаграмм мультипериферического типа, где виртуальности малы. Большая общность этих процессов проявляется при рассмотрении струн, натягивающихся между цветными зарядами в процессе взаимодействия (модель Лунда [22, 23], дуальная топологическая модель [24, 25] или модель кварк-глюонных струн [26, 27]), а также при изучении кластеризации конечных частиц (мультипериферическая кластерная модель [28], кланы [6, 29] и т.п.). Распределения частиц по множественности в этих моделях чаще всего не сводятся к какому-либо одному распределению известного типа, а являются наложением таких распределений. Например, мультипериферическая модель с одной "лестницей" приводит к пуассоновскому распределению центров рождения частиц (резонансов, файрболов, кластеров, кланов...). В общем случае, конечное распределение получается путем свертки пуассоновского распределения источников с распределением их при распаде и может быть весьма близким к экспериментальному при удачной догадке о свойствах распадов. Если, скажем, задать логарифмическое распределение частиц по множественности внутри каждого кластера, то свертка его с пуассоновским распределением приведет к отрицательному биномиальному распределению конечных частиц по множественности. В то же время, последовательное рождение нескольких таких лестниц (или струн) с интегрированием по доступному для них спектру энергий приводит уже к сложному распределению, грубо аппроксимируемому суммой отрицательных биномиальных распределений с различающимися параметрами. Заметим, что в результате могут получаться распределения с "плечами" или "квази-осцилляциями" вокруг более гладких распределений. Возможная связь таких осцилляций с обсуждаемым в этом обзоре поведением отношения N_q рассмотрена в работе [30]. Аналогичным образом, отдельная струя в e^+e^- -аннигиляции может приводить к отрицательному биномиальному распределению по множественности, а наложение нескольких струй описывать отклонения от него в полном распределении частиц [31]. Детальное изучение этих моделей проводится обычно с помощью монте-карловских программ на компьютерах.

4 УРАВНЕНИЯ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ

В квантовой хромодинамике процессы множественного рождения обусловлены взаимодействиями кварков и глюонов, приводящими к рождению новых кварков и глюонов, из которых, в конце концов, и формируются конечные адроны. Характерные черты этих процессов связаны с векторной природой глюонов и безразмерностью константы связи. Наличие цветового заряда у глюонов приводит к тому, что они, в отличие от фотонов в квантовой электродинамике, способны сами испускать глюоны, а не только превращаться в кварк-антикварковую пару. Поэтому основными объектами при изучении множественных процессов в квантовой хромодинамике являются кварковые и глюонные струи. Их развитие описывается уравнениями эволюции. В качестве параметра эволюции используется угловой раствор струи, или, точнее, произведение импульса струи на угол раствора конуса, внутри которого летят его партоны. Последовательные излучения глюонов идут внутри конусов со все меньшим раствором, они не перекрываются, и это обстоятельство позволяет сформулировать вероятностную схему развития струи, уравнения эволюции которой напоминают хорошо известные схемы "рождения и смерти" ("матери-дочери"). Подробное обоснование этой схемы, базирующееся на явлении когерентности, читатель может найти в книге [5].

Система двух уравнений для производящих функций G_F и G_G кварковой и глюонной струи, соответственно, записывается в виде $(A, B, C = F, G)$ [1, 5]:

$$G_A(y, z) = e^{-w_A(y)z} + \frac{1}{2} \sum_{B,C} \int_0^y dy' \int_0^1 dx e^{-w_A(y)+w_A(y')} \frac{\alpha_S}{2\pi} K_A^{BC}(x) G_B(x, y') G_C((1-x), y'), \quad (49)$$

где $y = \ln p\Theta/Q_0$, p - начальный импульс, Θ - угол раствора струи, $Q_0 = const$, α_S - константа связи. Первое слагаемое в правой части равенства отвечает распространению партона-прародителя без излучения, подавленному формфактором $\exp[-w_A(y)]$, а второй член описывает рождение двух новых струй B и C с долями энергии x и $1-x$, после того как прародитель расщепился на них в вершине K_A^{BC} на уровне параметра эволюции y' , до которого он дошел, не делясь (фактор $\exp[-w_A(y) + w_A(y')]$).

Умножив обе части уравнения на $\exp[w_A(y)]$ и продифференцировав по y , мы полностью исключим из рассмотрения все формфакторы и получим

окончательно систему уравнений в явном виде [1, 5]:

$$G'_G = \int_0^1 dx K_G^G(x) \gamma_0^2 [G_G(y + \ln x) G_G(y + \ln(1-x)) - G_G(y)] + \\ n_f \int_0^1 dx K_G^F(x) \gamma_0^2 [G_F(y + \ln x) G_F(y + \ln(1-x)) - G_G(y)], \quad (50)$$

$$G'_F = \int_0^1 dx K_F^G(x) \gamma_0^2 [G_G(y + \ln x) G_F(y + \ln(1-x)) - G_F(y)], \quad (51)$$

где $G'(y) = dG/dy$, n_f - число активных ароматов,

$$\gamma_0^2 = \frac{6\alpha_S}{\pi}, \quad (52)$$

а ядра уравнений имеют вид

$$K_G^G(x) = \frac{1}{x} - (1-x)[2-x(1-x)], \quad (53)$$

$$K_G^F(x) = \frac{1}{4N_c} [x^2 + (1-x)^2], \quad (54)$$

$$K_F^G(x) = \frac{C_F}{N_c} \left[\frac{1}{x} - 1 + \frac{x}{2} \right], \quad (55)$$

где $N_c=3$ - число цветов и $C_F = N_c[1 - N_c^{-2}]/2 = 4/3$ в КХД.

Мы опустили переменную z в производящих функциях. Однако следует помнить, что при получении из (50), (51) соответствующих уравнений для моментов необходимо использовать разложения (7), (8) и приравнивать коэффициенты при членах одинаковой степени z .

Характерной чертой теории поля с безразмерной константой связи, к числу которых принадлежит и квантовая хромодинамика, является наличие сингулярных по x членов (при $x \rightarrow 0$) в ядрах (53), (55). Они подчеркивают неравноправный дележ энергии между вновь образующимися струями и играют важную роль в эволюции струи, как это будет видно из дальнейшего.

Хотя система уравнений для производящих функций (50), (51) выглядит весьма убедительно, она не является абсолютно точной, выведенной из первых принципов квантовой хромодинамики. Легко убедиться в этом, хотя бы заметив, что она не содержит четырехглюонного взаимодействия, имеющегося в лагранжиане КХД. Это оправдано в низших приближениях теории возмущений, так как такой член не приводит к сингулярностям в ядрах уравнений. Вместе с тем, эта система достаточно хорошо воспроизводит модифицированный ряд теории возмущений (с трехпартонными вершинами)

вплоть до членов высокого порядка на уровне двух- и трехпетлевых поправок. Добавочные члены, которые могли бы появиться в уравнениях (50), (51), должны содержать, как показано в [5], по крайней мере, произведение пяти производящих функций. Физическая интерпретация соответствующих диаграмм отвечает появлению "цветовой поляризуемости" струи. Имеются также проблемы с определением параметра эволюции, предасимптотических поправок и т.п. (см., например, [32]). Хотя все вышесказанное не исключает необходимости дальнейшего количественного изучения разнообразных поправок к уравнениям (50), (51), однако представляется разумным исследовать их решения с возможно большей точностью, поскольку имеются убедительные основания считать, что поправочные члены, опущенные при выводе уравнения, окажутся малыми.

5 ГЛЮОДИНАМИКА

Естественно начать с наиболее простого случая глюодинамики, когда кварков нет, а рассматриваются взаимодействия глюонов. При этом система уравнений (50), (51) сводится к одному уравнению

$$G'(y) = \int_0^1 dx K(x) \gamma_0^2 [G(y + \ln x) G(y + \ln(1-x)) - G(y)] \quad (56)$$

с $G(y) \equiv G_G(y)$, $K(x) \equiv K_G^G(x)$.

Это - нелинейное интегродифференциальное уравнение со смещенными аргументами в нелинейном члене, учитывающими закон сохранения энергии. Простейшее дваждылогарифмическое приближение отвечает учету наиболее сингулярных членов в ядре K и в выражении, стоящем в квадратных скобках. Тогда в ядре сохраняется лишь член $1/x$, а в $\ln(1-x)$ подставляется $x = 0$ и γ_0^2 выбирается постоянной²

5.1 ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ ФИКСИРОВАННОЙ КОНСТАНТЫ СВЯЗИ И ФОРМА КНО-ФУНКЦИИ

Формально, допущения дваждылогарифмического приближения, сделанные в каждом из трех членов под знаком интеграла в (56), равноправны в том смысле, что во всех случаях пренебрегается вкладом, не являющимися ведущими. Во многих работах [9-13, 21, 32-37] был проведен анализ

²Несколько непоследовательно иногда рассматривают бегущую константу связи в этом приближении (см. [5]).

каждого из этих допущений по отдельности или же в разных комбинациях. При этом чаще всего рассматривались лишь низшие моменты распределений - средняя множественность и дисперсия. Было отмечено, что роль законов сохранения, выражающаяся в сдвиге аргументов производящих функций, пожалуй, наиболее существенна. В работе [12] было впервые показано, что их можно учесть точно. Однако при этом было сохранено предположение о постоянстве константы связи и оставлен лишь сингулярный член в ядре K . К сожалению, были опущены некоторые другие члены и пренебрежено отличием величин γ_0 (52) и "аномальной размерности" γ , определяющей рост средней множественности с энергией согласно формуле

$$\langle n \rangle = \exp\left(\int^y \gamma(y') dy'\right). \quad (57)$$

В разделе 7 мы покажем, что уравнения (50), (51) имеют точные решения при фиксированной константе связи без всех этих дополнительных предположений. Вместе с тем, имеет смысл обсудить и приближенное решение, так как в рамках таких допущений получается аналитическое выражение для КНО-функции, весьма наглядно демонстрирующее влияние законов сохранения и отличающееся от формулы дваждылогарифмического приближения (23) заметно меньшей шириной, что качественно сближает ее с данными эксперимента. Чтобы вывести его, запишем систему рекуррентных соотношений для факториальных моментов, приравняв коэффициенты при одинаковых степенях z после подстановки соотношений (7) в уравнение (56):

$$(q - q^{-1})F_q = \gamma \sum_{l=1}^{q-1} C_q^l B(\gamma l, \gamma(q-l) + 1) F_{q-l} F_l. \quad (58)$$

Эту систему можно решить численно³ с учетом начальных условий $F_0 = F_1 = 1$. На врезке к рис. 4а приведено отношение полученных таким способом факториальных моментов к асимптотическому решению соотношений (58), имеющему вид [12]

$$F_q^{as} = \frac{[\Gamma(1 + \gamma)]^q 2q\Gamma(q + 1)}{\Gamma(1 + \gamma q) C^q}. \quad (59)$$

При $q\gamma \ll 1$ нетрудно получить

$$F_q \approx \frac{2\mu D^{-q}}{\sqrt{2\pi\gamma}} \Gamma\left(\frac{3}{2} + \frac{q}{\mu}\right), \quad (60)$$

где $\mu = (1 - \gamma)^{-1}$, $D = C\gamma^\gamma(1 - \gamma)^{1-\gamma}/\Gamma(1 + \gamma)$.

³Полное решение системы уравнений для глюонных и кварковых струй см. в разделе 7.2.

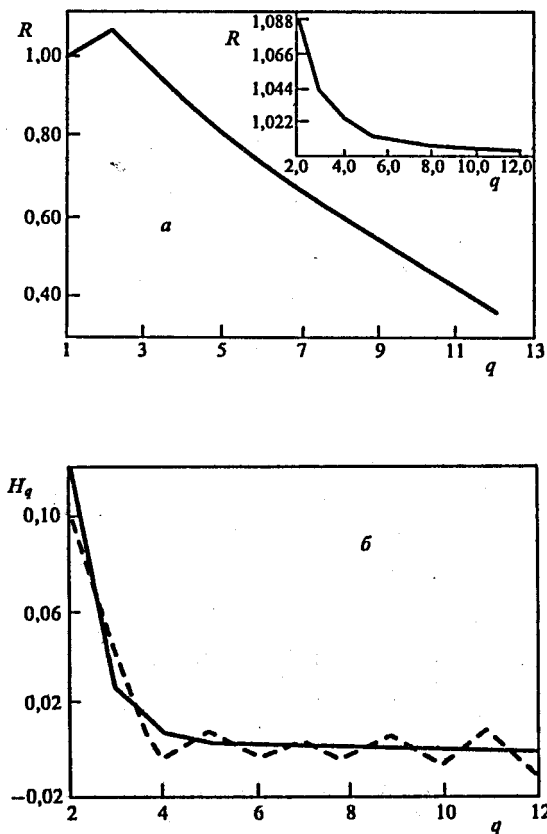


Рис. 4. Моменты распределения по множественности, вычисленные в соответствии с различными формулами работы [12]. Численное решение уравнения (5) для факториальных моментов, их асимптотическое значение (7) и КНО-функция (15) с учетом поведения при малых x дают разные поведения отношений H_q . Номера формул приведены по работе [12]. *а* — Отношение факториальных моментов F_q , вычисленных по формуле (5), к их асимптотическому значению (7) R приведено на вставке, а отношение факториальных моментов КНО-функции на рис. 5 к асимптотике (7) приведено в основной части рисунка. *б* — Отношение H_q для отрицательного биномиального распределения ($k = 7$, $(n) = 30$ — сплошная линия) и такое же отношение, вычисленное по КНО-функции рис.5, приведено в виде пунктирной линии

Зная асимптотику F_q , можно восстановить и асимптотику КНО-функции $f(x)$ в виде

$$f(x) \approx \frac{2\mu^2(Dx)^{3\mu/2}}{x\sqrt{2\pi}\gamma} \exp[-(Dx)^\mu], \quad (\mu - 1)(Dx)^\mu \gg 1. \quad (61)$$

Отсюда видно, что хвост функции распределения при больших множественностях подавлен значительно сильнее, нежели в дваждылогарифмическом приближении. Вместо обычной экспоненты происходит "почти гауссово" подавление, если учесть, что практически существенные значения показателя заметно больше единицы $\mu \approx 1.6$. Таким образом, при учете законов сохранения распределение партонов по множественности становится заметно более узким. Это наглядно видно на рис.5, где модифицированное распределение (с учетом поведения при малых множественностях [12]-сплошная кривая) сопоставляется с тем, что было получено в низшем приближении (пунктир), а также аппроксимируется отрицательным биномиальным распределением с параметром $k=7$ (точки). По сплошной кривой рис.5 можно вычислить "истинные" (с учетом поправок при малых множественностях) факториальные моменты. Их отношение к асимптотическим значениям (59) приведено на основном поле рис.4а. Сравнение двух кривых на этом рисунке показывает роль изменений, внесенных учетом малых множественностей. Зная "истинные" факториальные моменты, нетрудно вычислить кумулянты и отношение H_q (оно приведено на рис.4б - пунктир - и сопоставлено с отрицательным биномиальным распределением - сплошная линия).

Интересно отметить, что хотя отличие от отрицательного биномиального распределения в самом распределении очень небольшое, разница в поведении отношений H_q исключительно велика и проявляется даже на качественном уровне. Вместо плавного монотонного поведения H_q получается кривая с осцилляциями. Функции такого типа мы еще будем неоднократно обсуждать в последующем.

5.2 ВЫСШИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ С БЕГУЩЕЙ КОНСТАНТОЙ СВЯЗИ

Уравнение для производящей функции в глюодинамике можно решить и в несколько иных приближениях [13], полностью учитывая все члены (в том числе несингулярные) ядра K , принимая во внимание, что константа связи зависит от параметра эволюции и γ_0 не равна "аномальной размерности" γ , но приближенно учитывая зависимость от x производящих функций путем последовательного рассмотрения высших членов разложения их в ряд Тей-

лора при больших y :

$$G(y + \epsilon) \approx G(y) + G'(y)\epsilon + \frac{1}{2}G''(y)\epsilon^2 + \dots \quad (62)$$

На этом пути отчетливо видно различие между всевозможными ранее использованными предположениями, их относительное влияние и качественные изменения, производимые с учетом высших поправок.

Заменив в уравнении (56) производящие функции в подынтегральном выражении на их ряды Тейлора, поделив обе части уравнения на $G(y)$ и продифференцировав по y , получим

$$[\ln G(y)]'' = \gamma_0^2 \left[G(y) - 1 - 2h_1 G'(y) + \sum_{n=2}^{\infty} (-1)^n h_n G^{(n)}(y) + \sum_{m,n=1}^{\infty} (-1)^{m+n} h_{nm} \left(\frac{G^{(m)} G^{(n)}}{G} \right)' \right], \quad (63)$$

где

$$h_1 = 11/24, h_n = |2 - 2^{-n} - 3^{-n} - \zeta(n)|; \zeta(n) = \sum_{m=1}^{\infty} m^{-n}, \quad n \geq 2; \quad (64)$$

$$h_{mn} = \left| \frac{1}{m!n!} \int_0^1 dx K(x) \ln^n x \ln^m(1-x) \right|. \quad (65)$$

Ограничиваясь первыми двумя членами в скобках с правой стороны равенства, имеем хорошо известное [5] уравнение дваждылогарифмического приближения, получающееся при описанной выше процедуре сохранения самых сингулярных членов. Член с h_1 соответствует модифицированному приближению ведущих логарифмов, а член с h_2 учитывает поправки более высокого порядка по сравнению с ведущими логарифмами. Отметим, что зависимостью γ_0 под знаком интеграла от y мы здесь пренебрегаем, т.к. она приводит к поправкам порядка $O(\gamma_0^2)$ к выписанным выше членам, но учтем ее в дальнейшем, где она входит в произведение с рангом момента q .

Непосредственное решение уравнения (63) представляется затруднительным, даже если учитываются только члены с h_1 и h_2 . Однако это выглядит очень просто для моментов распределений, связанных с производящей функцией формулами (7), (8). Используя эти формулы с учетом приближенного F -скейлинга и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях z , получим

$$H_q = \frac{K_q}{F_q} = \frac{\gamma_0^2 [1 - 2h_1 q \gamma + h_2 (q^2 \gamma^2 + q \gamma')]}{q^2 \gamma^2 + q \gamma'}. \quad (66)$$

Здесь введена "аномальная размерность" γ согласно соотношению (57). Из условия $F_1 = K_1 = 1$ нетрудно получить связь γ с γ_0 :

$$\gamma \approx \gamma_0 - \frac{1}{2}h_1\gamma_0^2 + \frac{1}{8}(4h_2 - h_1^2)\gamma_0^3 + O(\gamma_0^4), \quad (67)$$

которая показывает, что рост средней множественности с энергией (см. (57)) в модифицированном приближении ведущих логарифмов слабее, нежели в дваждылогарифмическом приближении, т.к. член с h_1 входит с отрицательным знаком в (67). Однако высшие приближения опять слегка повышают его ($4h_2 - h_1^2 > 0$), причем все поправки оказываются небольшими. В формуле (67) уже учтено, что γ_0 является бегущей константой связи:

$$\gamma'_0 \approx -h_1\gamma_0^3 + O(\gamma_0^5), \quad (68)$$

и потому

$$\gamma' \approx -h_1\gamma_0^3(1 - h_1\gamma_0) + O(\gamma_0^5). \quad (69)$$

Поучительным уроком, вытекающим из формулы (66), является тот факт, что во всех так называемых "поправочных" членах (содержащих h_1, h_2, \dots) параметр разложения γ входит в виде произведения $q\gamma$, которое становится большим с ростом ранга q . Это означает, что при больших множественностях надо принимать в расчет члены все более высокого порядка по γ . На это обстоятельство обращали внимание уже давно [5], но лишь теперь начато его детальное изучение.

Формула дваждылогарифмического приближения получается из (63), если положить $h_1 = h_2 = 0, \gamma = \gamma_0$ и $\gamma' = 0$. В этом случае

$$H_q \sim q^{-2}, \quad (70)$$

т.е. напоминает асимптотику отрицательного биномиального распределения со сравнительно малым параметром k , а, значит, довольно широким распределением по множественности (см. (23)), т.к., например, экспериментальные данные дают значения k в интервале от 3,5 до ~ 100 .

Но, пожалуй, более интересным представляется изменение качественной картины поведения H_q при учете высших членов. Сохранив член с h_1 (при $h_2 = 0$) в формуле (63), мы обнаружим, что H_q пересекает ось абсцисс, приобретает минимум при

$$q_{min} \approx \frac{1}{h_1\gamma_0} + \frac{1}{2} \approx 5 \quad (71)$$

и асимптотически приближается снизу к оси абсцисс по закону $-q^{-1}$. Учет члена с h_2 не меняет положения минимума, но приводит к появлению второго нуля у функции H_q и асимптотическому стремлению ее к положительному постоянному значению $h_2\gamma_0^2$.

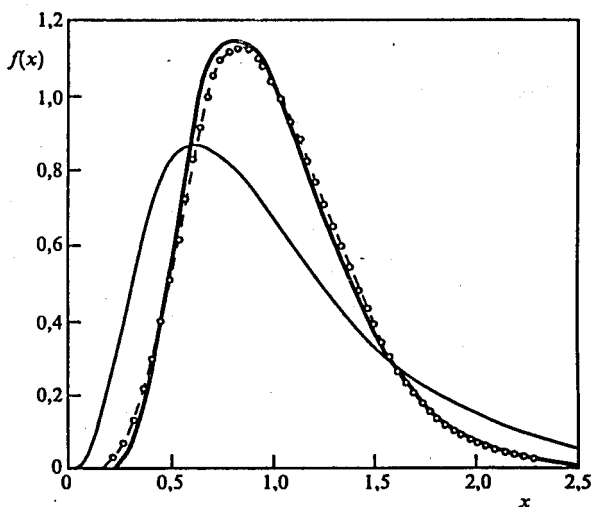


Рис. 5. Модифицированная КНО-функция [12] (сплошная кривая) при $\gamma = 0,4$ заметно уже функции низшего приближения (пунктирная кривая) и сопоставима с результатами отрицательного биномиального распределения при $k=7$ (точки)

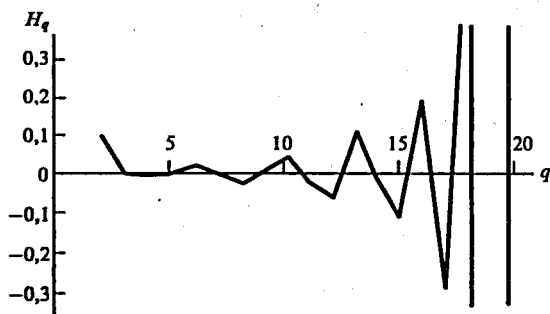


Рис. 6. Поведение отношения H_q в функции от q приобретает характер "квазиостцилляций" в высших приближениях теории возмущений КХД [39] (кривая проведена для энергий Z-бозона, 91 ГэВ). Первый минимум слегка смещен к $q=4$

С аналогичной ситуацией мы столкнулись бы, попытавшись разлагать в ряд Тейлора $\cos x$. Поэтому неудивительно, что учет последующих членов разложения с коэффициентами h_3 и h_{11} в формуле (63) привел [39] к выводу об осцилляционном поведении функции H_q , первым проявлением которого при сравнительно малых q и служит обнаруженный выше минимум. Это изображено на рис.6. Но здесь минимум оказывается смещенным к $q = 4$, что указывает на чувствительность H_q к разным приближениям. Заметим, что величины амплитуд в экстремумах и частота колебаний также существенно иные, чем на рис.1-4. Аналогичное поведение H_q мы обнаружим при точном решении уравнений КХД с фиксированной константой связи (см. раздел 7.2).

Итак, мы продемонстрировали в этом разделе, что учет законов сохранения и других вкладов высшего порядка в рамках глюодинамики приводит к резкому сужению распределений по множественности и качественным образом меняет картину поведения отношения кумулянтных и факториальных моментов.

6 ПРИБЛИЖЕННЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ КХД С БЕГУЩЕЙ КОНСТАНТОЙ СВЯЗИ

Переходя вновь от глюодинамики к квантовой хромодинамике, где помимо глюонов рождаются кварк-антикварковые пары, надо вместо одного уравнения (56) использовать систему двух уравнений (50), (51) для производящих функций кварков и глюонов. Однако их структура принципиально не отличается от уже исследованного уравнения глюодинамики. Поэтому мы не будем заниматься здесь детальным описанием получаемых соотношений (см. подробнее в [40, 41]), а изложим вкратце лишь результативную часть.

Опять-таки с учетом высших членов разложения в ряд Тейлора получится система зацепляющихся соотношений для кумулянтов и факториальных моментов, которая численно решалась [40] в полной аналогии с тем, как это описано выше в случае глюодинамики. Оказалось, что свойства глюонных струй остаются практически теми же. Их факториальные моменты и кумулянты меняются очень слабо при учете кварков. Глюонное отношение H_q имеет минимум все при том же значении q . Однако кварковые факториальные моменты оказываются заметно больше глюонных, т.е. распределение по числу партонов в кварковой струе шире, чем в глюонной. Первый минимум кварковых кумулянтов и их отношения к факториальным моментам появляются при больших значениях q .

Если пытаться применить полученные результаты к реальному процессу электрон-позитронной аннигиляции, то надо задать связь его производящей функции с тем, что известно о струях. Имея в виду фейнмановскую диаграмму с рождением двух кварков, обычно эту связь задают в простейшей форме

$$G_{e^+e^-} \approx G_F^2, \quad (72)$$

хотя и указывают на дальнейшие поправки [32]. В этом случае кумулянты кварковой струи и e^+e^- -аннигиляции пропорциональны друг другу и их нули должны совпадать, так как логарифмы производящих функций, определяющие кумулянты, пропорциональны. Поскольку для кварковых струй первый нуль появляется при $5 < q < 6$, то минимум не может лежать при $q < 6$. Как будет видно в дальнейшем при обсуждении экспериментальных данных, нам понадобится либо изменить соотношение (72), либо учесть высшие члены разложения по сравнению с принятыми во внимание. Последняя возможность представляется маловероятной, поскольку точное решение уравнений с фиксированной константой приводит к аналогичному результату (см. следующий раздел). Независимо от этого, представляется, что при современном состоянии проблемы наиболее существенным все же является вывод о наличии минимумов и максимумов у отношения H_q , которые чередуются через несколько целочисленных рангов, а не сменяют друг друга на каждом q .

Уравнения для низших моментов позволяют сделать выводы об аномальной размерности γ и отношении средних множественностей в глюонных и кварковых струях $r = \langle n_G \rangle / \langle n_F \rangle$ [41]. Они были представлены в виде

$$\gamma = \gamma_0(1 - a_1\gamma_0 - a_2\gamma_0^2), \quad (73)$$

$$r = \frac{N_c}{C_F}(1 - r_1\gamma_0 - r_2\gamma_0^2). \quad (74)$$

Коэффициенты a_i, r_i были вычислены [41]. Они приведены в Табл.1 вместе со значениями r и γ_0 при разных значениях числа ароматов $n_f = 3, 4, 5$.

На рис.7 показано поведение γ , полученное в результате решения уравнений в обсуждавшемся выше приближении, а на рис.8 соответствующее энергетическое поведение средней множественности.

Для сравнения мы показываем, как ведет себя средняя множественность при фиксированной константе связи. Сначала она растет медленно с ростом y , а потом ее асимптотическое поведение сказывается и она превосходит множественность при бегущей константе.

Это понятно, так как константа была фиксирована на довольно большой энергии (массе Z^0) при $y_{Z^0} = 6.67$, т.е. ее величина мала. В реальной ситуа-

Таблица I

n_r	r	r_1	r_2	γ_0	a_1	a_2
3	1,84	0,185	0,426	0,473	0,280	-0,379
4	1,80	0,191	0,468	0,481	0,297	-0,339
5	1,77	0,198	0,510	0,484	0,314	-0,301

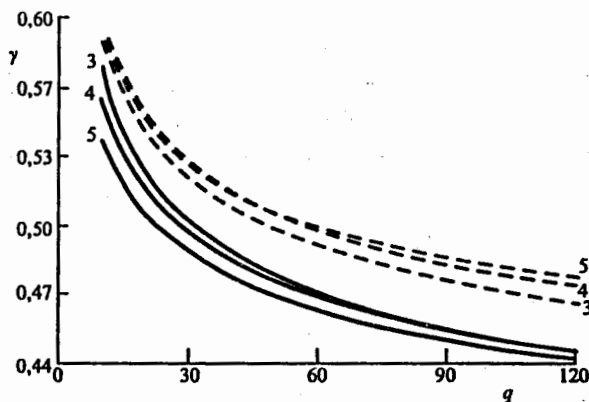


Рис. 7. q -зависимость аномальной размерности γ (сплошные линии) для случая бегущей константы связи γ_0 (пунктир) [41]. Цифры у кривых указывают число активных ароматов

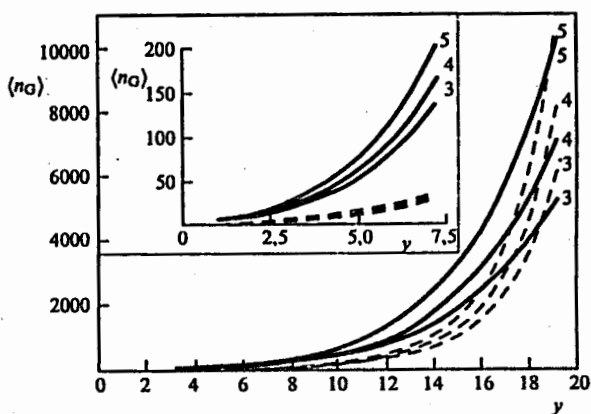


Рис. 8. y -зависимость средней множественности [41]. Сплошные линии — для бегущей константы, штриховые — для фиксированной. Цифры у кривых указывают число активных ароматов

ции она должна расти по мере эволюции струи, но число активных ароматов падает. Эти две тенденции несколько компенсируют друг друга.

Отношение средних множественностей в глюонных и кварковых струях оказывается заметно меньшим [41], чем его величина в дваждылогарифмическом приближении, равная $9/4$ (в среднем примерно на 20 процентов). Аналогичная ситуация имеет место при фиксированной константе связи. Поэтому мы рассмотрим это отношение более подробно в следующем разделе.

7 ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ КХД С ФИКСИРОВАННОЙ КОНСТАНТОЙ СВЯЗИ

Опыт работы с уравнениями КХД в различных приближениях, описанных выше, подсказывает, что важнее учесть точно законы сохранения и несингулярные члены ядра, нежели зависимость константы связи от параметра эволюции. В этом разделе мы покажем, что система уравнений (50), (51) имеет точное решение [21, 42], если фиксировать константу связи γ_0 . Никаких дополнительных предположений при этом не требуется. Решения получаются для моментов произвольного ранга, но мы начнем с низших.

7.1 НИЗШИЕ МОМЕНТЫ И ОТНОШЕНИЯ СРЕДНИХ МНОЖЕСТВЕННОСТЕЙ В ГЛЮОННЫХ И КВАРКОВЫХ СТРУЯХ

Уравнения для средних множественностей (ненормированных моментов первого порядка) получаются из системы уравнений (50), (51), если подставить туда производящие функции в виде рядов (7) и приравнять члены, линейные по z , учитывая, что $F_0 = F_1 = \Phi_0 = \Phi_1 = 1$. (Факториальные моменты кварковой струи мы будем обозначать как Φ_q , а их кумулянты как Ψ_q). При фиксированной константе связи средние множественности ведут себя [1, 5] как

$$\langle n_G(y) \rangle = e^{\gamma y}; \quad \langle n_F(y) \rangle = e^{\gamma y}/r, \quad (75)$$

где аномальная размерность γ и отношение r постоянны. Эти свойства вытекают из уравнений (50), (51), если мы заметим, что

$$\langle n_{G,F}(y + \ln x) \rangle / \langle n_{G,F}(y) \rangle = x^\gamma, \quad (76)$$

$$\langle n_{G,F}(y) \rangle' = \gamma \langle n_{G,F} \rangle \quad (77)$$

и перепишем эти уравнения в виде системы двух алгебраических уравнений для двух величин γ и r

$$\gamma = \gamma_0^2 [M_1^G + n_f r (M_1^F - M_0^F)], \quad (78)$$

$$\gamma = \gamma_0^2 [L_2 - L_0 + r L_1], \quad (79)$$

где

$$M_1^G = \int_0^1 dx K_G^G [x^\gamma + (1-x)^\gamma - 1],$$

$$M_1^F = \int_0^1 dx K_G^F [x^\gamma + (1-x)^\gamma],$$

$$M_0^F = \int_0^1 dx K_G^F = M_1^F(\gamma = 0)/2,$$

$$L_1 = \int_0^1 dx K_F^G x^\gamma,$$

$$L_2 = \int_0^1 dx K_F^G (1-x)^\gamma,$$

$$L_0 = \int_0^1 dx K_F^G = L_1(\gamma = 0).$$

Коэффициенты M_i, L_i вычисляются явно через бета-функции Эйлера и пси-функции и зависят лишь от γ . При фиксированном γ_0 как γ , так и r постоянны. Следует сразу же подчеркнуть, что γ отлично от γ_0 даже в глюодинамике при $n_f = 0$, так как M_1^G отличается от $1/\gamma$. Приближенное равенство справедливо при $\gamma_0 \ll 1$, но пертурбативное разложение для γ отличается от соответствующей формулы (67) для бегущей константы связи и имеет вид

$$\gamma \approx \gamma_0 - h_1 \gamma_0^2 + \frac{1}{2} (h_1^2 + h_2) \gamma_0^3 + O(\gamma_0^4), \quad (80)$$

т.е. первая поправка оказывается вдвое большей.

Поскольку отношение r входит линейным образом в соотношения (78), (79), а зависимость от γ довольно сложная, удобно переписать их в наглядном виде

$$r(\gamma) = b(\gamma) / \left[\frac{\gamma}{\gamma_0^2} - a(\gamma) \right], \quad (81)$$

$$r(\gamma) = \left[\frac{\gamma}{\gamma_0^2} - d(\gamma) \right] / c(\gamma), \quad (82)$$

где

$$\begin{aligned}
a &= \psi(1) - \psi(\gamma + 1) + B(\gamma, 1) - 2B(\gamma + 1, 2) - 2B(\gamma + 2, 1) + \\
&\quad B(\gamma + 2, 3) + B(\gamma + 3, 2) + 11/12 - n_f/6N_c, \\
b &= \frac{n_f}{2N_c}[B(\gamma + 3, 1) + B(\gamma + 1, 3)], \\
c &= \frac{C_F}{N_c}[B(\gamma, 1) - B(\gamma + 1, 1) + B(\gamma + 2, 1)/2], \\
d &= \frac{C_F}{N_c}[\psi(1) - \psi(\gamma + 1) - B(\gamma + 1, 1) + B(\gamma + 1, 2)/2 + 3/4].
\end{aligned}$$

Заметим, что все бета-функции легко переписываются в виде обратных полиномов по γ , но эта запись оказывается просто более громоздкой. Совместное решение алгебраических уравнений (81), (82) позволяет найти γ и r как функции γ_0 и n_f .

На рис.9 показано поведение γ в функции от γ_0 для $n_f = 3, 4, 5$. Разница для разных n_f едва заметна, укладываясь в толщину линий на рисунке. Отметим, что γ существенно отличается от γ_0 , что еще раз подтверждает сказанное выше. Их можно связать приближенно подгоночной линейной формулой

$$\gamma = 0.077 + 0.62\gamma_0. \quad (83)$$

Или же, имея в виду теоретическую связь (80), была получена компьютерная формула

$$\gamma = 0.97\gamma_0 - 0.48\gamma_0^2 + 0.2\gamma_0^3, \quad (84)$$

в интервале γ_0 от 0.48 до 0.6 достаточно хорошо соответствующая формуле (80). Отметим также, что при изменении γ_0 величина γ меняется относительно слабо. Сама по себе эта величина не особенно интересна, хотя она связывается с энергетическим ростом средней множественности. Однако, степенной рост с энергией, даваемый формулами (75) при фиксированной константе связи, заменяется более медленным при бегущей константе (см. рис. 8). Хотя пониженное значение γ и отражает этот факт, но зависимости (75) нельзя использовать асимптотически, а (может быть?) только лишь в ограниченных интервалах энергии.

Большой интерес вызывает отношение r средних множественностей в глюонной и кварковой струях, поскольку все энергетические зависимости здесь сокращаются, как того и следует ожидать в асимптотике. Поэтому ее вычисление при фиксированной константе связи вызывает больше доверия. Соответствующие результаты приведены на рис.10. Опять-таки зависимость от n_f очень слабая. Более важно, что зависимость от γ_0 оказывается еще

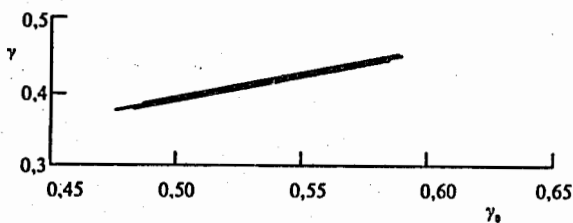


Рис. 9. γ как функция от γ_0 для $n_f = 3, 4, 5$ [42]

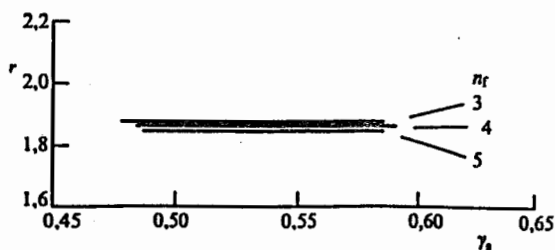


Рис. 10. r как функция от γ_0 для $n_f = 3, 4, 5$ [42]

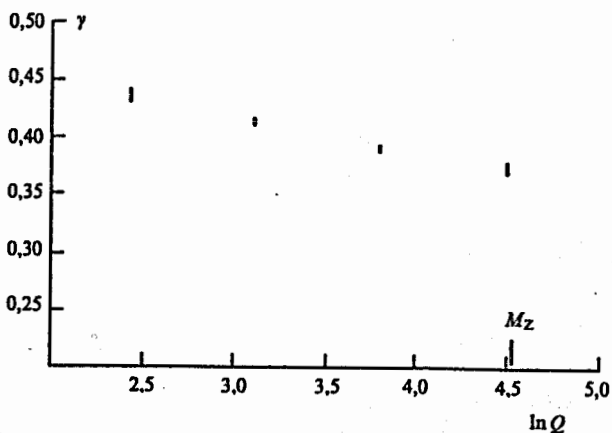


Рис. 11. γ как функция от $\ln Q$ для $n_f = 3, 4, 5$ и $Q = m_z/k$ ($k = 1, 2, 4, 8$) [42]

слабее, нежели даже для γ , и потому можно говорить о некотором среднем эффективном значении этого отношения, равном

$$r = 1.84 \pm 0.02. \quad (85)$$

Столь малая величина, естественно, должна вызвать интерес у всех, кто был знаком с этой проблемой по результатам расчетов в дваждылогарифмическом приближении, где она оказывается равной [5] $9/4$. Поправки в модифицированном приближении ведущих логарифмов снижали ее [43, 44] до значения, равного примерно 2.05. Полученное выше значение указывает на то, что точный учет законов сохранения приводит к дальнейшему уменьшению этого отношения.

Конечно, в реальном процессе по мере эволюции струи виртуальность партонов уменьшается, а их константа связи растет и уменьшается эффективное число вовлеченных в процесс ароматов. В рамках наших вычислений с фиксированной γ_0 эту эволюцию можно было бы приближенно смоделировать, выбирая значения γ_0 по формуле

$$\gamma_0^2 = \frac{12}{\beta_0 y}, \quad \beta_0 = 11 - \frac{2n_f}{3} \quad (86)$$

при $y = \ln Q/Q_0$, $Q_0 = 0.65/\Lambda_{\overline{MS}}$, где в $\Lambda_{\overline{MS}}$ учтена дополнительная зависимость [45] от n_f в пропорции 63 : 100 : 130 для $n_f = 5 : 4 : 3$, соответственно, при выборе $\Lambda_{\overline{MS}} = 175$ МэВ для $n_f = 5$. Выбрав значения $Q = M_Z/k$ (M_Z - масса Z -бозона) при $k=1, 2, 4, 8$, мы получим приведенную на рис.11 зависимость γ от $\ln Q$. Влияние величины n_f , как и прежде, очень мало и указано в виде коротких отрезков, вмещающих в себя всю возможную зависимость при указанных выше значениях n_f . Мы видим, что изменение числа активных ароматов не играет роли, а уменьшение виртуальности партонов приводит к настолько слабому росту γ , что практически несущественно для наших выводов. Особенно это касается отношения r , где все энергетические зависимости вообще сокращаются, что приводит к стабильному результату. Близкие к этому выводы получены [41] и в случае приближенного решения уравнений с бегущей константой связи, упомянутого в предыдущем разделе (табл. I).

7.2 ПИРИНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В СТРУЯХ И ВЫСШИЕ МОМЕНТЫ

Дисперсия распределения по множественности определяется вторым моментом, и потому для ее изучения необходимо решать систему уравнений (50), (51), ограничиваясь членами с $q=2$. Однако соотношения (76), (77)

подсказывают нам, что такое решение существует при произвольном ранге q . Действительно, приравняв члены, содержащие z^q , после подстановки в (50), (51) производящих функций в виде рядов (7), нетрудно получить [21] систему зацепляющихся уравнений для моментов, причем высшие моменты выражаются через низшие и система решается итерациями, что удобно при компьютерных расчетах. Мы не будем приводить здесь эту систему, а запишем лишь окончательные аналитические выражения для моментов ранга q через моменты низшего порядка. Для этого введем

$$f_q = F_q/q!, \quad \hat{\phi}_q = \Phi_q/r^q q!. \quad (87)$$

Решение системы уравнений дает [21],

$$f_q = [a_q S_q(f, \hat{\phi}) + b_q T_q(f, \hat{\phi})]/\Delta_q, \quad (88)$$

$$\hat{\phi}_q = [c_q S_q(f, \hat{\phi}) + d_q T_q(f, \hat{\phi})]/\Delta_q, \quad (89)$$

где

$$S_q = \sum_{l=1}^{q-1} [N_{q,l}^G f_l f_{q-l} + n_f N_{q,l}^F \hat{\phi}_l \hat{\phi}_{q-l}], \quad (90)$$

$$T_q = \sum_{l=1}^{q-1} L_{q,l} \hat{\phi}_l f_{q-l}, \quad (91)$$

$$a_q = \frac{q\gamma}{\gamma_0^2} + L_{0,0} - L_{q,q}, \quad (92)$$

$$b_q = n_f M_q^F, \quad (93)$$

$$c_q = L_{q,0}, \quad (94)$$

$$d_q = \frac{q\gamma}{\gamma_0^2} - M_q^G + n_f N_{0,0}^F, \quad (95)$$

$$\Delta_q = a_q d_q - b_q c_q, \quad (96)$$

$$M_q^G = \psi(1) - \psi(q\gamma + 1) + B(q\gamma, 1) - 2B(q\gamma + 1, 2) - \\ - 2B(q\gamma + 2, 1) + B(q\gamma + 2, 3) + B(q\gamma + 3, 2) + 11/12,$$

$$M_q^F = \frac{1}{N_c} [B(q\gamma + 3, 1) + B(q\gamma + 1, 3)],$$

$$N_{q,l}^G = B(l\gamma, (q-l)\gamma + 1) - 2B(l\gamma + 1, (q-l)\gamma + 2) + B(l\gamma + 2, (q-l)\gamma + 3),$$

$$N_{q,l}^F = \frac{1}{4N_c} [B(l\gamma + 3, (q-l)\gamma + 1) + B(l\gamma + 1, (q-l)\gamma + 3)],$$

$$L_{q,l} = \frac{C_F}{N_c} [B(l\gamma + 1, (q-l)\gamma) - B(l\gamma + 1, (q-l)\gamma + 1) + B(l\gamma + 1, (q-l)\gamma + 2)].$$

Хотя приведенные выражения кажутся громоздкими,⁴ их структура проста и наглядна. Понятно, что они являются обобщением на произвольные q формул предыдущего раздела. При заданных γ_0 и n_f , зная γ и r из соотношений предыдущего раздела, нетрудно найти F_2 и Φ_2 , используя (88), (89). Затем значение q последовательно увеличивается на 1.

Следует отметить, что ни в одной из выписанных выше формул не фигурирует параметр эволюции y . Предположение о том, что вся y -зависимость производящих функций при фиксированной константе связи γ_0 заключена в средних множественностях, привело к самосогласованной системе алгебраических уравнений, где все величины, включая моменты F_q и Φ_q , постоянны, т.е. имеет место F -скейлинг. Подчеркнем, что при фиксированной константе связи F -скейлинг является точным в той мере, в какой точны сами уравнения (50), (51). В действительности, надо говорить об асимптотическом F -скейлинге, так как пределы интегрирования по x в уравнениях (50), (51) уже выбраны асимптотическими.

Совместность полученных выражений при постоянных моментах является апостериорным оправданием проведенных преобразований.

⁴Формулы глюодинамики получаются в предельном случае, если положить $n_f = C_F = 0$, а в M_q^G и $N_{q,l}^G$ оставить только ведущие члены $B(q\gamma, 1) \equiv 1/q\gamma$ и $B(l\gamma, (q-l)\gamma + 1)$.

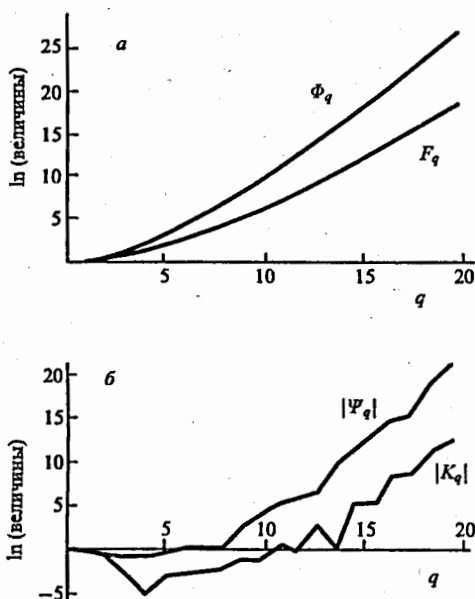


Рис. 12. Моменты распределений по множественности в КХД с фиксированной константой связи при $\gamma_0 = 0,48, n_f = 5$ [21]. а — $\ln F_q, \ln \Phi_q$ и б — $\ln |K_q|, \ln |\Psi_q|$

Моменты F_q и Φ_q , вычисленные по этим формулам, приведены на рис.12 для $\gamma_0 = 0,48$ и $n_f = 5$. Они очень быстро растут с увеличением q , причем виден особенно быстрый рост Φ_q по сравнению с F_q . Так как это - нормированные моменты, можно заключить, что распределение партонов по множественности в кварковой струе шире, чем в глюонной, хотя их средняя множественность там ниже. Эти результаты практически не чувствительны к числу ароматов. Они слабо зависят от величины константы связи, а поскольку выше было показано, что аномальная размерность при этом меняется медленнее, чем γ_0 , и ее зависимость от параметра эволюции еще слабее, то это указывает на практическую независимость полученных выводов от того, является ли константа связи фиксированной или бегущей.

Сравним теперь КХД-кривые рис.12 с феноменологическими распределениями рис.2 и 3. Ясно, что они выглядят похожими на отрицательное биномиальное распределение и резко отличными от случая фиксированной множественности. Более того, F_q на рис.12 можно хорошо аппроксимировать отрицательным биномиальным распределением с $k=5$. Однако это со-

впадение только кажущееся. Хотя факториальные моменты F_q описываются вроде бы хорошо, мы покажем, что они мало чувствительны к тонким деталям распределения и указанная выше аппроксимация неадекватна.

Напомним, что кумулянты отрицательного биномиального распределения сначала монотонно падают, а затем растут. При этом отношение H_q падает монотонно с увеличением ранга q .

Определим эти отношения для глюонных и кварковых струй как

$$H_q = K_q/F_q, \quad (97)$$

$$\eta_q = \Psi_q/\Phi_q, \quad (98)$$

где $K_q(\Psi_q)$ выражаются через $F_q(\Phi_q)$ с помощью соотношения (11). Результаты вычислений в КХД с фиксированной константой связи приведены на рис.13 и 14.

Характерной особенностью этих кривых, несомненно, является осцилляционное поведение H_q . Оно однозначно свидетельствует в пользу того, что отрицательное биномиальное распределение не имеет места, хотя и способно довольно точно воспроизвести второй и третий моменты. Ясно видно, что и фиксированная множественность, указавшая нам на возможные осцилляции с изменением знака при каждом последующем целом значении q , совершенно не подходит, явно не описывая даже низших моментов, не говоря уже о периоде осцилляций.

Чувствительность отношения H_q к разным типам распределений, полученным при различных предположениях в рамках квантовой хромодинамики, демонстрирует тот факт, что, как обсуждалось выше, в дваждылогарифмическом приближении оно падает монотонно как q^{-2} , при учете логарифмических членов появляется минимум и асимптотическое стремление к нулю снизу по закону $-q^{-1}$, следующие члены приводят к появлению второго нуля у H_q , а члены более высокого порядка приводят-таки к осцилляционному поведению.

Следует подчеркнуть, что поведение H_q сильно зависит от конкретного вида предасимптотических вкладов в факториальные моменты. Убедиться в этом можно, проделав следующее простое упражнение. Известно [19], что в дваждылогарифмическом приближении (см. (23)) факториальные моменты ведут себя асимптотически как

$$F_q = \frac{2q\Gamma(q+1)}{C^q}. \quad (99)$$

Если помимо асимптотики мы потребуем выполнения также и условия $F_0 = 1$, то можно добавить предасимптотический член, заменив $2q$ в числителе на $2q+1$ (при этом условии $F_1 = 1$ все еще нарушено!). Полученный при

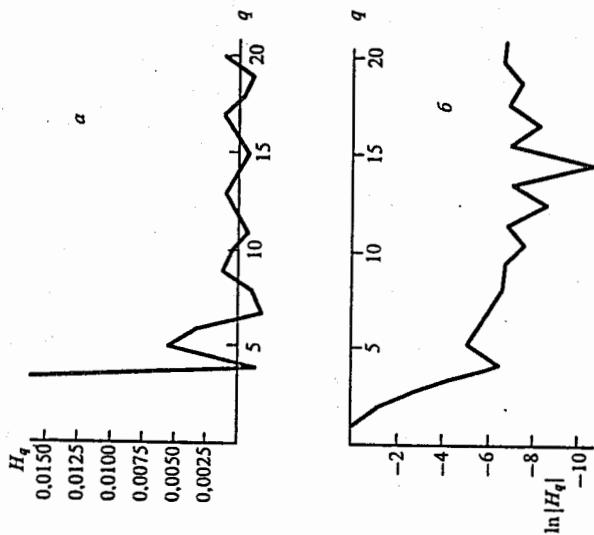


Рис. 13. Отношения H_q для распределений в глюонных струях в КХД с фиксированной константой связи при $\gamma_0 = 0,48, n_f = 5$ [21]. а — H_q , б — $\ln|H_q|$

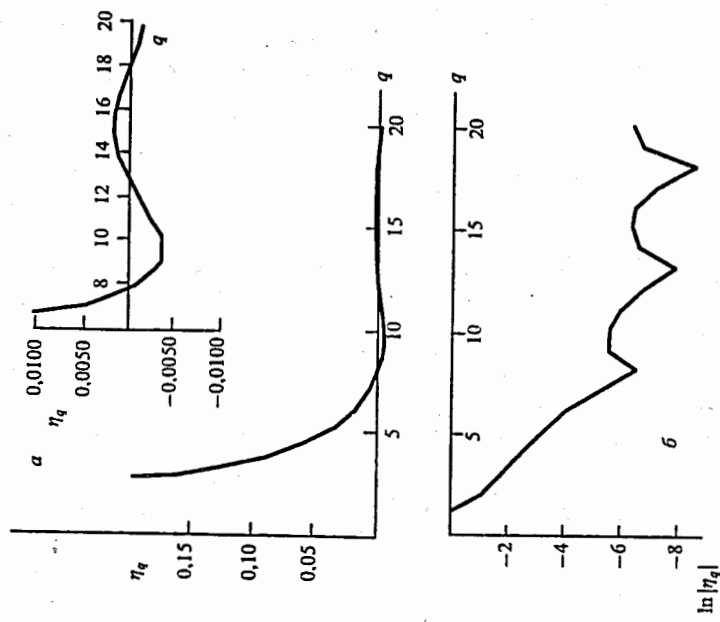


Рис. 14. Отношения η_q для распределений в кварковых струях в КХД с фиксированной константой связи при $\gamma_0 = 0,48, n_f = 5$ [21]. а — η_q , б — $\ln|\eta_q|$

этом эффект паразителен - на монотонный спад типа q^{-2} накладываются дополнительные осцилляции типа эффекта фиксированной множественности, поскольку отношение H_q имеет теперь вид

$$H_q = \frac{2 + (-1)^{q-1}}{q(2q+1)}, \quad (100)$$

где второе слагаемое в числителе обусловлено добавленным предасимптотическим членом.

Все эти факты демонстрируют, насколько чувствительно отношение H_q к разным тонким деталям распределений. Легко убедиться в этом, сравнивая качественно разное поведение отношения для феноменологических распределений (рис.2,3) и для разных подходов к их вычислению в квантовой хромодинамике (рис.4,6,13,14). Кроме того, на поведении H_q может сказываться и факт обрезания хвоста распределений по множественности за счет конечности энергии. Однако эти поправки должны вымирать с увеличением энергии. К сожалению, еще не поняты полностью периодичность осцилляций, их амплитуда, а также их изменение с ростом ранга q (так как представляется, что амплитуда растет, а период уменьшается с ростом q).

Вместе с тем, приведенное выше точное решение подсказывает ключ к нахождению реалистического поведения H_q , поскольку оно получено с единственным предположением о фиксированной константе связи. Возможно, именно H_q укажет нам и пути к обобщению уравнений для производящих функций, учитывающему более тонкие эффекты взаимодействия "цветных монстров" [5, 19, 46].

Подчеркнем, что обсуждавшиеся выше осцилляции имеют место при целочисленных q и не связаны с дробными моментами, которые накладывают на них гармонику с меньшим периодом и весьма малой амплитудой при больших множественностях.

8 ЭКСПЕРИМЕНТ

Итак, выше были получены результаты для КНО-функции $f(x)$, энергетической зависимости средней множественности, поведения моментов распределения по множественности K_q, F_q и их отношения H_q , а также для отношений множественностей в глюонных и кварковых струях. Однако, прежде чем сравнивать их с экспериментальными данными, следует напомнить, что все эти результаты касаются распределений партонов (глюонов и кварков), тогда как на эксперименте имеют дело с адронами. Чтобы связать теоретические предсказания партонных множественностей с экспериментальными измерениями адронных распределений, необходимо использовать

конкретную модель адронизации - превращения партонов в адроны. Выбрав такую модель, можно получить количественные результаты с помощью монте-карловских расчетов. Зачастую принимают гипотезу о локальной партон-адронной дуальности, согласно которой эти распределения могут отличаться лишь на числовой множитель, связанный с числом партонов, рекомбинирующих в среднем в один адрон, а потому менее существенным, если рассматриваются нормированные распределения. Следовательно, для моментов распределений необходим лишь пересчет от одиночных кварковых и глюонных струй к конкретным процессам с рождением нескольких струй (скажем, к электрон-позитронной аннигиляции). В то же время для множественностей в глюонных и кварковых струях эти множители могут быть различными, а потому изменить и само отношение их, т.е. здесь надо использовать конкретную монте-карловскую версию адронизации. Одна из таких версий, Хервиг [47], подробно обсужденная в работе [48] в связи с отношением множественностей r (75), приводит к результатам, изображенным на рис.15. Они отвечают асимптотической локальной партон-адронной дуальности лишь при очень больших энергиях Q . При этом на партонном уровне отношение множественностей оказывается равным $r_{parton}^{MC} \approx 1.9$. Эта величина показывает, что в модели Хервиг высшие поправки учтены более точно, нежели в модифицированном логарифмическом приближении, которое приводит к значению ≈ 2.05 , как обсуждалось выше. Для адронов это отношение несколько меньше и меняется с энергией не так, как партонное отношение. Даже на уровне энергий, отвечающих массе Z -бозона, адронное отношение все еще заметно меньше (равно 1.44), продолжая расти, т.е. партон-адронная дуальность еще не достигнута. Модель Хервиг довольно хорошо описывает совокупность экспериментальных данных, хотя, конечно, допускает некоторые поправки.

В частности, если снизить в ней отношение r до уровня $r_{theor} = 1.84 \pm 0.02$, полученного согласно (85), сохранив при этом соотношение между адронами и партонами, равное там [48] $r_{hadron}^{MC}/r_{parton}^{MC} = 1.44/1.92$ (см. рис.15), т.е. использовать формулу

$$r_{exp} = r_{theor}(r_{hadron}^{MC}/r_{parton}^{MC}), \quad (101)$$

то получим

$$r_{exp} \approx 1.38 \pm 0.02. \quad (102)$$

Это значение хорошо согласуется с измеренной недавно [49] величиной $1.27 \pm 0.04 \pm 0.06$. Таким образом, фактически ликвидируется разногласие между теоретическим и экспериментальным значениями отношения средних множественностей в глюонных и кварковых струях.

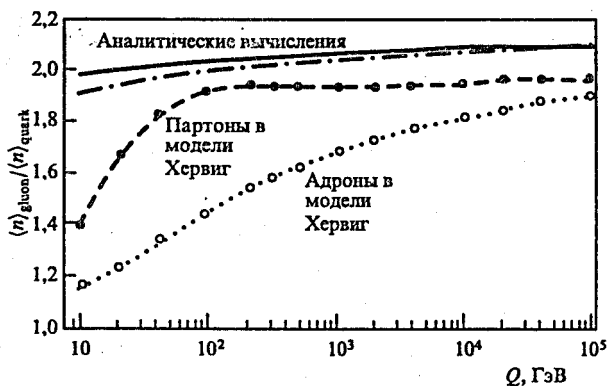


Рис. 15. Отношение множественностей в глюонных и кварковых струях γ [48]. Кривые сверху — результаты аналитических расчетов в модифицированном логарифмическом приближении для партонных отношений. Сплошные точки и проведенная через них кривая — партонные отношения в модели Хервиг. Кружки и проведенная через них кривая — адронные отношения в модели Хервиг

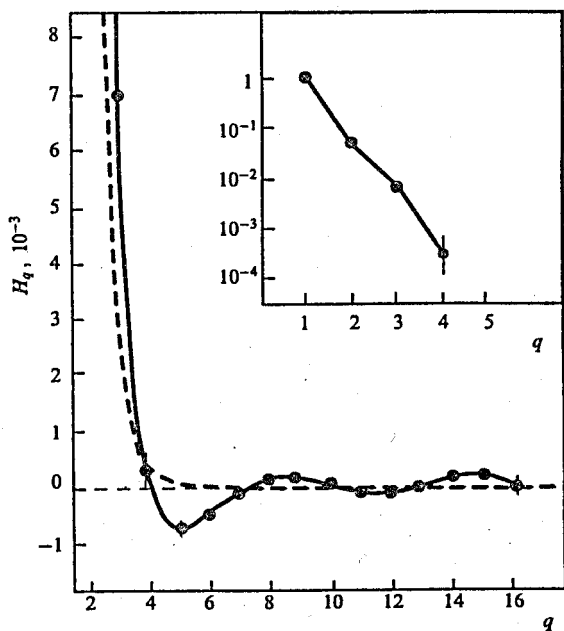


Рис. 16. Поведение H_q по данным коллаборации ДЕЛФИ о e^+e^- -аннигиляции при энергии 91 ГэВ [51]

Что касается КНО-функции $f(x)$, то, как мы уже подчеркивали в разделе 5.1, она становится значительно уже при учете законов сохранения по сравнению с формой, полученной в дваждылогарифмическом приближении, и достаточно хорошо аппроксимируется обычно используемыми формулами отрицательного биномиального распределения со значительно большим параметром k (опять-таки по сравнению с $k = 2$ в дваждылогарифмическом приближении), как это видно из рис.5. Для проведения количественного сравнения с экспериментом, конечно, нужны монте-карловские расчеты, и они, действительно, воспроизводят эксперимент. Однако следует еще раз подчеркнуть, что при описании с помощью КНО-функции можно упустить небольшие отличия, которые более наглядно проявляются в поведении отношения кумулянтных и факториальных моментов H_q .

Кстати, как видно из рис.13 и 14, эти отношения ведут себя разным образом для глюонных и кварковых струй и потому могут быть использованы либо для их выбора, либо для проверки правильности отбора этих струй, когда отбор проводится по совершенно другим критериям (см., например, [49, 50]). Адронизация вряд ли может существенно изменить характер кривых, полученных для партонов, хотя это также требует проверки в монте-карловских моделях. Такая процедура пока еще не была проделана.

Переход от производящих функций струй к реальным процессам нетривиален даже для случая e^+e^- -аннигиляции, как мы уже обсуждали выше, и тем более сложен для других процессов. Остается надеяться лишь на универсальность качественных черт в поведении моментов распределений струй и попытаться сопоставить их с соответствующими характеристиками процессов множественного рождения адронов, чтобы понять влияние перехода от струй к этим процессам (и, в частности, адронизации партонов).

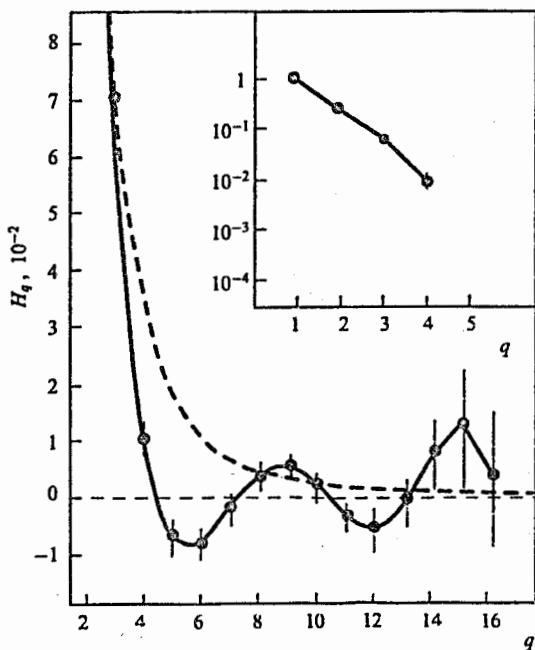
Такой анализ был проведен [51] не только для e^+e^- -аннигиляции, но и для $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -взаимодействий в широкой области энергий с целью обнаружить также возможные отличия процессов, инициированных лептонами и адронами. Список проанализированных в работе [51] экспериментальных данных [52-65] содержится в табл. II, причем рассматривались только данные с большой статистикой и детальным разделением упругих и неупругих событий при малых множественностях. Для каждого из экспериментальных распределений вторичных адронов были вычислены отношения H_q вплоть до 16-го порядка включительно.

Хотя детальное поведение H_q зависит от типа взаимодействия, энергии и (даже!) методов отбора в том или ином эксперименте, качественные черты этого поведения весьма близки в обоих типах взаимодействий при всех энергиях.

В качестве первого примера можно взять данные коллаборации ДЕЛФИ

Таблица II. Изученные данные

Взаимодействие	Эксперимент, спектрометр или коллаборация	Энергия в с.д.м. или импульс пучка	Число событий	
e^+e^- :	TASSO [52]	22 ГэВ	1913	
	HRS [53]	29	29649	
	TASSO [52]	34,8	52832	
	TASSO [52]	43,6	8620	
	ALEPH [54]	91	90000	
	DELPHI [55]	91	47400	
	L3 [56]	91	169700	
	OPAL [57]	91	82941	
	pp:	FNAL [61]	$300 \text{ ГэВ}/c, \sqrt{s} = 23,8 \text{ ГэВ}$	8477
		SMF-детектор CERN [63]	30,4	37069
E743 FNAL [62]		$800 \text{ ГэВ}/c, \sqrt{s} = 38,8$	10217	
SMF-детектор CERN [63]		52,6	26842	
SMF-детектор CERN [63]		62,2	58196	
UA5 [64]		200	4156	
UA5 [65]		546	7775	
UA5 [64]		900	6839	

Рис. 17. Поведение H_q по данным коллаборации UA5 о pp-взаимодействии при энергии 546 ГэВ [51]

[55] о e^+e^- -взаимодействиях при энергии 91 ГэВ, приведенные на рис.16. Ввиду большого различия в числовой величине, данные при малых q выделены в виде врезки, где заметен быстрый спад отношения H_q . В основной части рисунка видны два отрицательных минимума (при $q \approx 5$ и 12) и два положительных максимума (при $q \approx 8$ и 15). Предсказания отрицательного биномиального распределения при значении параметра $k^{-1} = 0.0411 \pm 0.0012$, взятого из оригинальной работы [55], показаны пунктирной линией. Естественно, никаких минимумов и максимумов здесь нет, и потому можно утверждать, что отрицательное биномиальное распределение способно воспроизвести лишь основные детали экспериментальных распределений по множественности (малые значения q), но не их более тонкие особенности (осцилляции при больших q).

На рис.17 приведены результаты аналогичного анализа данных UA5 коллаборации [65] о $p\bar{p}$ -взаимодействиях при энергии 546 ГэВ. Несмотря на очевидный рост амплитуды осцилляций примерно на порядок по сравнению с e^+e^- -аннигиляцией, основные характерные черты поведения отношения H_q сохраняются: быстрое падение на малых q с последующим минимумом (который расположен теперь при $q \approx 6$) и дальнейшими осцилляциями.

Эти же качественные особенности наблюдаются и при других энергиях, как видно из рис.18 и 19. В то же время имеется количественная разница даже в результатах экспериментов при одной и той же энергии 91 ГэВ в e^+e^- -аннигиляции, проведенных разными коллаборациями (см. нижние четыре графика на рис.18). По-видимому, это связано с несколько разным отбором событий и систематическими ошибками. Большая чувствительность отношения H_q могла бы быть использована для разработки, например, оптимальной процедуры отбора событий.

Было проверено, насколько хорошо монте-карловские схемы описывают поведение отношения H_q . Результаты оказались удивительными. Схема АРИАДНЕ, содержащая детали отбора событий коллаборации ОПАЛ, довольно хорошо воспроизвела данные этой коллаборации, приведенные на рис.18g, а схема ДЖЕТСЕТ 7.3, предназначенная для ДЕЛФИ, столь же хорошо фитировала данные этой коллаборации (см. рис.18f). Поскольку количественно кривые на рис.18g и 18f заметно отличаются, следует заключить, что это отличие связано-таки действительно с деталями того или иного эксперимента, а не с общей динамикой процесса на партонном уровне. К сожалению, не было проведено сравнение этих моделей именно на партонном уровне.

Заметим, что отличие экспериментальных распределений от отрицательного биномиального было отмечено в работах коллабораций UA5 [65], ДЕЛФИ [55] и ОПАЛ [57]. Более того, в работе [57] было показано путем

вычитания этих двух распределений, что их разность осциллирует. Видимо с этим связаны и осцилляции функции H_q . Физическая интерпретация таких осцилляций могла бы быть связана с рождением разного числа "подструн" в e^+e^- -аннигиляции (см., например, [31]) или же различных "лестниц-струн" в адронных процессах (см., например, [27]).

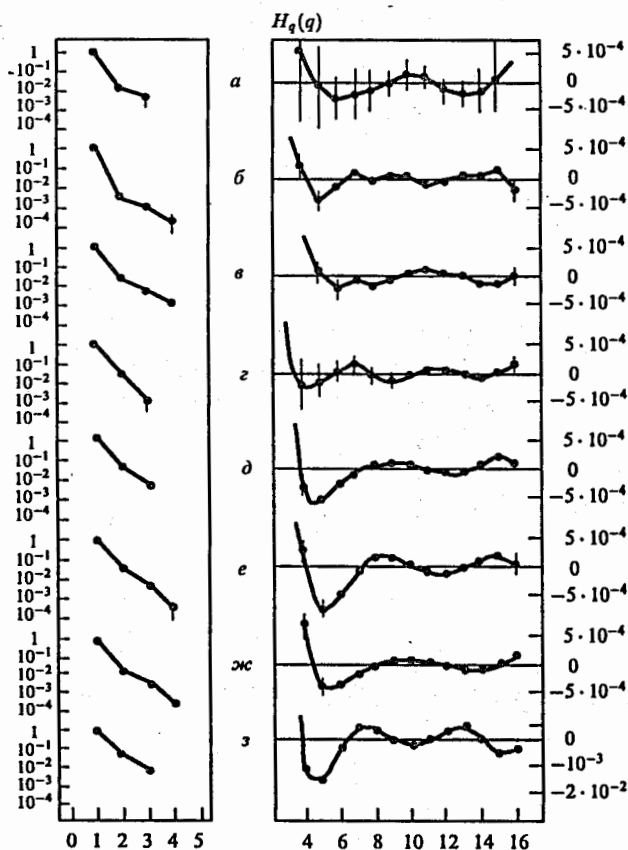


Рис. 18. Поведение H_q в e^+e^- -аннигиляции в широкой области энергий [51] (экспериментальные группы идут в том порядке, как они приведены в табл. II, т.е. энергия растет по мере перехода сверху вниз). Слева — низшие моменты в логарифмической шкале, справа — высшие моменты в линейном масштабе

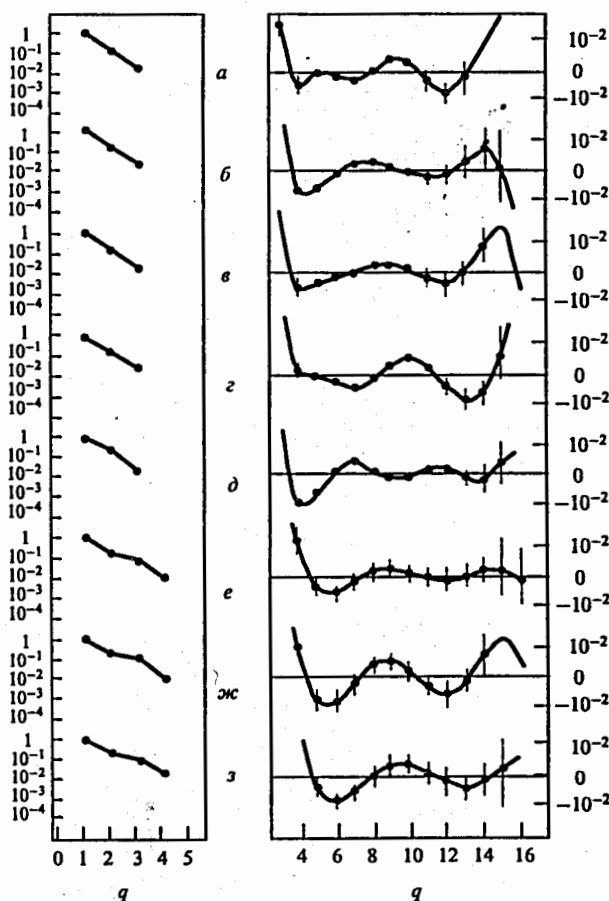


Рис. 19. Поведение H_q в pp- и p \bar{p} -взаимодействиях в широкой области энергии [51] (те же комментарии, что и на рис. 18)

В то же время может сказаться и более тривиальный эффект обрезания экспериментальных распределений при больших множественностях, который также вызывает осцилляции H_q . Однако в отличие от КХД этот эффект должен вымирать с ростом энергии. Тем не менее он требует еще количественного анализа.

В заключение этого раздела хотелось бы подчеркнуть, что за прошедший год достигнуто заметное сближение на качественном уровне предсказаний квантовой хромодинамики с экспериментальными данными о распределении по множественности частиц, достигнуто понимание того, сколь важны

те или иные приближения в теоретических подходах и детали отбора экспериментальных данных для проведения количественного сопоставления. Тем самым создана реальная основа для прецизионного подхода к проблеме в целом.

9 ЭВОЛЮЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ С УМЕНЬШЕНИЕМ ФАЗОВОГО ОБЪЕМА – ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ И ФРАКТАЛЬНОСТЬ

Распределения частиц по множественности можно измерять не только в полном фазовом объеме, как обсуждалось выше (где, более того, рассматривался случай очень большого объема), но и в произвольной части его. При этом в случае равномерного (в среднем) распределения частиц средняя множественность убывает пропорционально уменьшению объема, но относительные флуктуации, конечно, возрастают. Наиболее интересным вопросом при этом является закон роста флуктуаций, его возможное отличие от чисто статистического закона, обусловленного уменьшением средней множественности. Такое отличие должно быть связано с динамикой взаимодействия. В частности, в работе [66] было предположено, что факториальные моменты растут степенным образом с уменьшением интервала быстрот δy как

$$F_q \sim (\delta y)^{-\phi(q)}, \quad (\delta y \rightarrow 0), \quad (103)$$

где $\phi(q) > 0$. Это предположение было иницировано аналогией с турбулентностью в гидродинамике, где подобное свойство называется перемежаемостью, а $\phi(q)$ - показателями перемежаемости. Физически оно означает, что сравнительно "спокойные" области перемежаются с областями, в которых флуктуации велики, и это становится тем заметнее, чем меньшего размера выбираются указанные области. С точки зрения поведения распределений такое свойство обусловлено увеличением их ширины и более медленным спадом при (относительно) больших множественностях.

Экспериментальные данные по разнообразным процессам множественного рождения при высоких энергиях поддержали эту гипотезу, всюду подтвердив наличие степенного закона (103). Естественно, были предложены разные теоретические объяснения наблюдаемого явления. Весь этот круг вопросов подробно рассмотрен в обзорной статье [14]. Здесь мы остановимся лишь на том, как свойство перемежаемости (103) описывается в рамках квантовой хромодинамики [38, 67-71].

Необходимо еще раз подчеркнуть, что экспериментальные сведения имеются о моментах распределения частиц, тогда как квантовая хромодинамика имеет дело с партонами (кварками и глюонами). Только используя гипотезу локальной партон-адронной дуальности, мы можем считать функциональные зависимости инклюзивных распределений одинаковыми в обоих случаях. Однако следует всегда иметь в виду, что это утверждение не столь однозначно для корреляционных характеристик и, кроме того, не всегда выполняется количественно в развитых монте-карловских схемах. Поэтому и здесь мы претендуем лишь на описание качественных характеристик, а не на количественное сравнение с экспериментом.

В отличие от предыдущих разделов мы будем использовать здесь диаграммный подход, а не уравнения для производящих функций. Дело в том, что при рассмотрении распределений по множественности в малой части фазового объема приходится иметь дело не со всеми частицами (партонами) развитой струи, а только с небольшой частью их, попавшей в заданный интервал (скажем, углов θ) и принадлежащей, естественно, некой подструе внутри данной струи. Конечно, история эволюции всей струи будет сказываться и на данной выбранной подструе, как это изображено на рис.20. Здесь

- 1) начальный кварк (сплошная линия) испускает жесткий глюон с энергией E в направлении интервала углов θ (но не обязательно точно нацелен в него),
- 2) глюон развивается в струю партонов с угловым раствором, покрывающим угол θ ,
- 3) среди этих партонов имеется партон с энергией k , который точно попадает в этот интервал углов,
- 4) вся подструя, образованная этим партоном, покрывает интервал углов θ .

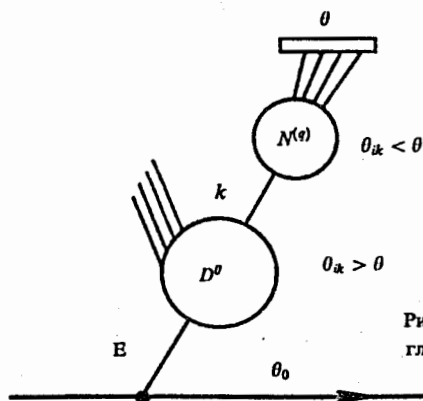


Рис. 20. Излучение кварком (сплошная линия) глюонной струи и ее эволюция [38]

Соответственно этой картине вычисление q -го коррелятора всей струи сводится к усреднению q -го коррелятора заданного партона $\Delta N^{(q)}(k\theta)$ по всем доступным для него возможностям, т.е. по инклюзивным энергетическим спектрам таких партонов в полной струе D^θ и по вероятностям возникновения струи вообще ($\alpha_S K_F^G$). Аналитически, эта картина описывается формулой

$$\Delta N^{(q)}\left(Q\theta_0, \frac{\theta_0}{\theta}\right) \propto \int^Q \frac{dE}{E} \frac{\alpha_S}{2\pi} K_F^G\left(\frac{E}{Q}\right) \int^E \frac{dk}{k} D^\theta\left(\frac{E}{k}; E\theta_0, k\theta\right) \Delta N^{(q)}(k\theta), \quad (104)$$

где $\Delta N^{(q)} \equiv F_q(n)^q$ - ненормированный факториальный момент (слева - всей струи, справа - подструи партона с импульсом k , попадающего в интервал углов θ). Естественно, ненормированные моменты растут с энергией, тогда как спектр партонов падает, и в результате произведение $D^\theta \Delta N^{(q)}(k\theta)$ имеет максимум при некоторой энергии, а потому интеграл по импульсам k можно вычислить методом скорейшего спуска. Не входя в детали вычислений (см. подробнее [38]), укажем на общую структуру получающегося выражения для коррелятора всей струи при фиксированной константе связи $\gamma_0 = const$:

$$\Delta N^{(q)} \propto \Delta\Omega \left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^{\frac{\gamma_0}{q}} \left(\frac{E\theta}{c}\right)^{q\gamma_0}, \quad (c = const), \quad (105)$$

где три множителя отвечают вкладу в интегралы (104) фазового объема, энергетического спектра (слегка подавляющего большие множественности или ранги q) и q -той степени средней множественности. Для того, чтобы получить нормированный факториальный момент, надо разделить (105) на q -тую степень средней множественности в интервале θ от всей струи, т.е. долю полной средней множественности, соответствующую фазовому объему $\Delta\Omega$:

$$\Delta N(\theta) \sim \Delta\Omega \Delta N(\theta_0). \quad (106)$$

Если анализ проводится в D -мерном пространстве, то фазовый объем можно условно записать в виде

$$\Delta\Omega \sim \theta^D, \quad (107)$$

где θ указывает минимальную сторону D -мерной ячейки. Это свойство выполняется в силу сингулярного характера пропагатора партонов в квантовой хромодинамике (см. [38]). Именно поэтому факториальные моменты можно записать в виде произведения чисто кинематического фактора, зависящего от размерности анализируемого пространства, и динамического множителя, не связанного с этой размерностью, а определяемого величиной константы

связи, т.е.

$$F_q \sim \theta^{-D(q-1)} \theta^{\frac{q^2-1}{q} \gamma_0}. \quad (108)$$

Замечая, что для малых интервалов углов $\theta \sim \delta y$, и учитывая формулу (103), получаем показатели перемежаемости в виде

$$\phi(q) = D(q-1) - \frac{q^2-1}{q} \gamma_0. \quad (109)$$

Эта формула верна для умеренно малых интервалов углов, когда выполнено условие $\alpha_S \ln \theta_0 / \theta < 1$. Если же углы становятся настолько малыми, что это условие нарушается, то необходимо уже учитывать, что константа связи бегущая. Это приведет к тому, что γ_0 надо заменить на некоторое эффективное значение $\langle \gamma \rangle$, логарифмически меняющееся с углом θ и приближенно записываемое в виде [38]

$$\langle \gamma \rangle = \gamma_0 \left(1 + \frac{\epsilon}{4} \right), \quad (110)$$

где

$$\epsilon = \frac{q^2 + 1}{q^2} \frac{\ln \theta_0 / \theta}{\ln(E\theta_0 / \mu)} \leq 1. \quad (111)$$

В результате показатели перемежаемости существенно уменьшаются при малых углах и, более того, простой степенной закон (103) нарушается, поскольку показатели перемежаемости теперь сами зависят от величины выбранного интервала. Результирующий график $\ln F_q$ как функция $-\ln \theta$ будет содержать две ветви: сравнительно быстрорастущую, линейную при умеренных углах θ , наклон которой задается формулой (109), и растущую медленнее со слабым нарушением линейности согласно (110), (111). Нетрудно вычислить точку перехода с одного режима на другой и прийти к выводу, что при увеличении q переход ко второму режиму происходит на все меньших углах θ . Тем не менее рост факториальных моментов всех рангов с уменьшением интервала углов остается, а, значит, флуктуации распределений по множественности в малых угловых интервалах больше, нежели соответствующие флуктуации в больших интервалах, и, что самое важное, заметно превышают пуассоновские флуктуации.

Изложенные выше результаты были получены в дваждылогарифмическом приближении. Переход к модифицированному приближению ведущих логарифмов вносит численно небольшие поправки. Например, точка перехода от степенного к "квази-степенному" режиму слегка сдвигается к еще меньшим углам для всех моментов, кроме второго, где она, наоборот, смещается к большим углам по сравнению с предсказанными в дваждылогарифмическом

приближении, что явно обусловлено взаимной ролью вида энергетического спектра D^θ и роста средней множественности.

Вместе с тем, и здесь высшее приближение приводит к качественно новой зависимости моментов от параметра q , еще раз указывая на появление существенных вкладов, пропорциональных произведению $q\gamma$. Например, при попытках использовать аналогии из статистической механики [38] величина $1 - (\phi(q) + 1)/q$ интерпретируется как "свободная энергия", а ранг момента q как обратная температура $\beta = 1/T$. В низшем приближении эта величина монотонно растет с q , а высшие поправки приводят к появлению максимума свободной энергии как раз на значениях, где имеется минимум в H_q (71), изучавшийся выше

$$q_{cr} \approx \frac{1}{h_1 \gamma_0} \approx 5. \quad (112)$$

С точки зрения статистической механики, это обстоятельство свидетельствовало бы о наличии фазового перехода в этой точке. Здесь же это является указанием на появление важного параметра $q\gamma$ в квантовой хромодинамике, роль которого подробно описывалась выше.

Укажем еще на связь проведенного рассмотрения с фрактальностью. Степенное поведение факториальных моментов указывает на фрактальные свойства распределения частиц в фазовом объеме. При этом согласно общей теории фракталов (см. подробнее в [14] и ссылки там) показатели перемежаемости связаны с фрактальными размерностями (размерностями Реньи) D_q формулой

$$\phi(q) = (q - 1)(D - D_q), \quad (113)$$

откуда с учетом (109) имеем в дваждылогарифмическом приближении

$$D_q = \frac{q + 1}{q} \gamma_0 = \gamma_0 + \frac{\gamma_0}{q}. \quad (114)$$

Здесь первое слагаемое (отвечающее монофракталу) обусловлено ростом средней множественности, а второе (приводящее к мультифрактальности) связано со спадом энергетического спектра, как это объяснялось выше. Нетрудно вывести и мультифрактальную спектральную функцию в этом случае (см. [38]).

Ясно видно, что фрактальность в квантовой хромодинамике имеет четко выраженную динамическую природу $D_q \sim \gamma_0$, а кинематический множитель - обычный $D(q - 1)$.

Наличие фрактальности в распределениях частиц внутри фазового объема могло бы служить свидетельством в пользу фрактальности геометрической структуры самих частиц в обычном пространстве. Конечно, эта структура была бы динамической, непрерывно меняющейся. В пользу такой

возможности говорят два факта. Во-первых, каскадный процесс развития партонного ливня в обычном пространстве должен приводить к "древесной" структуре фрактального типа и в силу его непрерывности эта структура должна быть весьма изменчивой. Во-вторых, расчеты на решетке в $SU(2)$ -глюодинамике [72] показали, что вблизи точки фазового перехода система партонов является фрактальной в том смысле, что занятый ею объем оказывается пропорциональным его поверхности в степени 1,12, а не 1,5, как можно было бы ожидать для обычного трехмерного объекта.

Отображением геометрической фрактальности макроскопического тела в обычном пространстве служит степенное поведение структурных функций при рассеянии на данном фрактальном объекте каких-либо точечных частиц (фотоны, электроны, нейтроны и т.п.). По аналогии с этим было предложено [73] измерять структурные функции в глубокоэластичных процессах и определять соответствующие фрактальные размерности. Однако, модельность теоретических расчетов и экспериментальные трудности пока не позволили сделать конкретных выводов, и проблема возможной фрактальной геометрии (имеющей динамическую природу) внутри элементарных частиц остается пока открытой.

В конце раздела отметим, что анализа моментов нецелого ранга при малых бинах пока проведено не было и обсуждение их в разделах 2 и 3 можно рассматривать лишь как ружье в чеховской пьесе, которая заведомо еще не подходит к концу.

10 КРАТКОЕ ОБСУЖДЕНИЕ ДРУГИХ ЭФФЕКТОВ КХД

Теоретические основы квантовой хромодинамики как неабелевой калибровочной теории, описывающей взаимодействия кварков и глюонов, сейчас не вызывают сомнений, хотя проблема конфайнмента еще не решена. Вместе с тем, предсказание асимптотической свободы, т.е. ослабление взаимодействия на малых расстояниях, позволило широко использовать методы теории возмущений. Наряду с этим проводятся расчеты в рамках решеточной теории, рассматриваются чисто симметричные свойства и правила сумм, применяется потенциальный подход. Процесс перехода от кварков и глюонов к адронам чаще всего описывается на модельном уровне, и для количественного сопоставления с экспериментальными данными используются монте-карловские расчеты на компьютерах. Весь этот арсенал теоретических средств позволил предсказать и во многих случаях количественно описать большое число эффектов, наблюдаемых на эксперименте. Уже давно известны успехи квантовой хромодинамики в описании поведения отноше-

ния сечений e^+e^- -аннигиляции в адроны и в мюонную пару, в предсказании правил сумм, связывающих вклады кварков разного типа, в детальном рассмотрении свойств тяжелых кваркониев, в соотношениях, касающихся особенностей поведения поляризованных частиц.

Успехи пертурбативных методов были связаны прежде всего с жесткими процессами взаимодействия частиц, когда переданные импульсы велики. К ним относится e^+e^- -аннигиляция при высоких энергиях, глубоконеупругое рассеяние лептонов и нейтрино на адронах, адронные процессы с большими поперечными импульсами, рождение тяжелых кварков, процесс Дрелла-Яна (рождение мюонных пар с большой "массой"). Использование единых структурных функций в этих процессах, соответствие партонной модели низшему приближению квантовой хромодинамики при установлении свойства скейлинга и затем изучение его нарушения в высших приближениях с учетом бегущей константы связи были яркими вехами на пути развития теории и сопоставления ее с экспериментом.

Несколько позднее стали рассматривать интерференционные эффекты. Среди них отметим прежде всего так называемый, эффект струны (или эффект увлечения) [74 - 78], который характерен тем, что, например, в трехструйных событиях e^+e^- -аннигиляции число частиц, испущенных в области между двумя кварковыми струями, оказывается меньше по сравнению с аналогичным процессом, где вместо глюонной струи испускается фотон. Это связано с деструктивной интерференцией в области между кварковыми струями в трехглюонных событиях и приводит к "увлечению" частиц вдоль направления глюонной струи. Аналогичные явления можно заметить в процессах рождения фотонов, мюонных пар, тяжелых бозонов.

Совсем недавно был экспериментально подтвержден [79] красивый эффект подавления так называемой сопровождающей множественности адронов в процессах с рождением тяжелых кварков, если их сравнивать с аналогичными реакциями с рождением легких кварков. Под сопровождающей множественностью понимаются те адроны, которые возникают в результате адронизации тормозных глюонов, испущенных соответствующим кварком до его адронизации. Все определяется сравнительно большой массой тяжелого кварка. В этом случае, как известно уже из классической теории рассеяния [80], излучение по направлению движения подавлено, и потому интегральное излучение уменьшается. Интересно было бы дополнительно проверить этот эффект, измеряя угловое распределение рождающихся "тормозных" адронов, которое должно обладать кольцевой структурой [81, 82] с "пустым конусом" внутри [83].

Идея экранировки цвета и когерентности (углового упорядочения) в кварк-глюонных струях, связанная с интерференционными эффектами,

привела к формулировке уравнений для производящих функций распределений партонов по множественности, подробно обсуждавшихся в предыдущих разделах.

11 ВЫВОДЫ

Принципиальным отличием такой характеристики, как распределение по множественности, от эффектов, связанных с жесткими процессами, является преобладающий вклад мягких частиц, возникающих на позднем этапе эволюции хорошо развитых струй. Поэтому успех, достигнутый в применении КХД к распределениям по множественности, существенно расширяет ее претензии. Учет высших приближений теории возмущений в случае бегущей константы связи и точные решения уравнений КХД при фиксированной константе связи, описанные выше, указали на качественно новые характеристики распределений по множественности по сравнению с тем, что получалось в низшем дваждылогарифмическом приближении. С физической точки зрения эти подходы отвечают рассмотрению все более мягких этапов эволюции кварковых и глюонных струй. Тот факт, что качественные черты новых предсказаний выполняются на опыте не только в электрон-позитронной аннигиляции, но и проявляются в адронных взаимодействиях, позволяет сделать вывод о возможности учета мягкой стадии развития струй в высших порядках с помощью изученных выше уравнений, а также, по видимому, говорят о большей общности физики процессов рождения адронов в реакциях, инициированных частицами различной природы, нежели считалось до сих пор.

Эволюция точки зрения на возможности пертурбативной квантовой хромодинамики наглядно видна из истории решения этой проблемы, изложенной во Введении. Первоначальная эйфория в связи с предсказанием энергетического роста средней множественности и КНО-скейлинга, не зависящего от константы связи, сменилась неким унынием из-за слишком широкого распределения в дваждылогарифмическом приближении, хотя и было вскоре выяснено, что следующие поправки очень большие. Сейчас стало ясно, что члены еще более высокого порядка также существенны, и их учет возможен. Это приводит к приближенному КНО-скейлингу с формой распределения, зависящей теперь уже от константы связи (или аномальной размерности КХД). Предсказаны и экспериментально подтверждены качественно новые особенности в поведении моментов распределения. Фактически стали ясны и характерные черты изменения вида распределений при переходе к малым областям фазового объема.

Устранено заметное расхождение теоретического предсказания и экспе-

риментальных результатов по величине отношения средних множественностей в глюонных и кварковых струях. Показано также влияние высших поправок на рост средней множественности с энергией. Все эти улучшения указывают в сторону большего согласия с экспериментом.

В сочетании с достижениями в описании инклюзивного распределения в электрон-позитронной аннигиляции (так называемое "горбатое" плато) и различных корреляций энергетических потоков и множественности это позволяет говорить о возможности применения квантовой хромодинамики к описанию качественных черт мягких процессов. Конечно, для количественного сравнения с экспериментом необходима модель адронизации (часто заменяемая просто гипотезой о локальной партон-адронной дуальности) и развитые монте-карловские схемы. К недостатку последних, к сожалению, следует отнести наличие большого числа варьируемых параметров, влияние которых контролировать довольно сложно. Именно поэтому аналитические предсказания новых качественных особенностей и эффектов столь необходимы. Описанный выше прогресс в этом направлении позволяет надеяться на дальнейшие успехи.

Благодарности

Я глубоко признателен моим соавторам в работах по этой тематике Ю.Л.Докшицеру, Г.Жианини, Б.Б.Левченко, В.А.Нечитайло и Р.Хва.

Эта работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-3815), гранта НАТО CRG930025 и Международного научного фонда Сороса.

Литература

- [1] И.В.Андреев, Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях, М., Наука, 1981
- [2] Б.Л.Иоффе, Л.Н.Липатов, В.А.Хозе, Глубоконеупругие процессы, М., Энергоатомиздат, 1983
- [3] F.J.Yndurain, Quantum Chromodynamics, N.Y.-Berlin-Heidelberg-Tokyo, Springer Verlag, 1983 (перевод на русский язык: Ф.Индурайн, Квантовая хромодинамика, М., Мир, 1986)
- [4] М.Б.Волошин, К.А.Тер-Мартirosян, Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., Энергоатомиздат, 1984
- [5] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, A.H. Mueller and S.I. Troyan, Basics of perturbative QCD, Gif-sur-Yvette, Editions Frontieres, 1991.

- [6] A. Giovannini and L. Van Hove, *Z. Phys.* C30 (1986) 391; *Acta Phys. Pol.* B19 (1988) 495,917,931.
- [7] Z. Koba, H.B. Nielsen and P. Olesen, *Nucl. Phys.* B40 (1972) 317.
- [8] Ya.I. Azimov, Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and S.I. Troyan, *Z. Phys.* C27 (1985) 65.
- [9] D. Amati and G. Veneziano, *Phys. Lett.* B83 (1979) 87.
- [10] A. Bassetto, M. Ciafaloni and G. Marchesini, *Phys. Rep.* C100 (1983) 201.
- [11] A. Bassetto, M. Ciafaloni and G. Marchesini, *Nucl. Phys.* B163 (1980) 477.
- [12] Yu.L. Dokshitzer, *Phys. Lett.* B305 (1993) 295.
- [13] I.M. Dremin, *Phys. Lett.* B313 (1993) 209.
- [14] Е.А.Де Вольф, И.М.Дремин, В.Киттель, УФН 163 (1993) 3 (расширенный вариант на английском языке см. в *Phys.Rep.* (to be published))
- [15] E.M. Friedlander and I. Stern, Preprint LBL-31354, 1991. .
- [16] K. Oldham, *The fractional calculus*, Orlando, Academic Press, 1974, p.60; B. Ross, *Fractional calculus and its applications*, in *Lecture Notes in Mathematics*, Berlin, Springer Verlag, v.457 (1975) 1.
- [17] И.М. Дремин, *Письма в ЖЭТФ* 60 (1994).
- [18] F. Cuypers and K. Tesima, *Z. Phys.* C54 (1992) 87.
- [19] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and S.I. Troyan, in *Perturbative QCD*, ed. A.H. Mueller, Singapore, World Scientific, 1989.
- [20] I.M. Dremin, *Mod. Phys. Lett.* A8 (1993) 2747.
- [21] I.M. Dremin and R.C. Hwa, *Phys. Rev.* D49 (1994) 5805.
- [22] B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjostrand, *Phys. Lett.* B94 (1980) 211.
- [23] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, *Phys. Rep.* 97 (1983) 33.

- [24] A. Capella, U. Sukhatme, C.I. Tan and J. Tran Thanh Van, Phys. Lett. B81 (1979) 68.
- [25] A. Capella and J. Tran Thanh Van, Phys. Lett. B93 (1980) 146; Z. Phys. C10 (1981) 249.
- [26] A.B. Kaidalov, Phys. Lett. B116 (1982) 459.
- [27] A.B. Kaidalov and K.A. Ter-Martirosyan, Phys. Lett. B117 (1982) 247; Sov. J. Nucl. Phys. 39 (1984) 979; 40 (1984) 135.
- [28] I.M. Dremin and A.M. Dunaevskii, Phys. Rep. 18 (1975) 159.
- [29] R. Ugoccioni, A. Giovannini and S. Lupia, in Proc. 23 Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, Aspen, USA, 1993 (to be published).
- [30] B.B. Levtchenko and A.V. Shumilin, Zs. Phys. (1994) (to be published).
- [31] F. Bianchi, A. Giovannini, S. Lupia and R. Ugoccioni, Z. Phys. C58 (1993) 71.
- [32] Yu.L. Dokshitzer and M. Olsson, Nucl. Phys. B396 (1993) 137.
- [33] E.D. Malaza and B.R. Webber, Nucl. Phys. B267 (1986) 702.
- [34] J.B. Gaffney and A.H. Mueller, Nucl. Phys. B250 (1985) 109.
- [35] F. Cuypers and K. Tesima, Z. Phys. C52 (1991) 69; C54 (1992) 87.
- [36] S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, F. Fiorani and B.R. Webber, Nucl. Phys. B377 (1992) 445; B383 (1992) 419.
- [37] M. Olsson and G. Gustafson, Nucl. Phys. B406 (1993) 293.
- [38] Yu.L. Dokshitzer and I.M. Dremin, Nucl. Phys. B402 (1993) 139.
- [39] I.M. Dremin and V.A. Nechitailo, JETP Lett. 58 (1993) 945.
- [40] I.M. Dremin, B.B. Levtchenko and V.A. Nechitailo, Phys. At. Nucl. 57 (1994) 1091.
- [41] I.M. Dremin and V.A. Nechitailo, Mod. Phys. Lett. A9 (1994) 1471.
- [42] I.M. Dremin and R.C. Hwa, Phys. Lett. B324 (1994) 477.
- [43] A.H. Mueller, Nucl. Phys. B241 (1984) 141.

- [44] E.D. Malaza and B.R. Webber, Phys. Lett. B149 (1984) 501.
- [45] W.J. Marciano, Phys. Rev. D29 (1984) 580.
- [46] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, A.H. Mueller and S.I. Troyan, Rev. Mod. Phys. 60 (1988) 373.
- [47] G. Marchesini, B.R. Webber et al., Comp. Phys. Comm. 67 (1992) 465.
- [48] J.W. Gary, Phys. Rev. D49 (1994) 4503.
- [49] OPAL coll., P.D. Acton et al., Z. Phys. C58 (1993) 387.
- [50] CLEO coll., M.S. Alam et al., Phys. Rev. D46 (1992) 4822.
- [51] G. Gianini et al., In Proc. 23 Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, Aspen, USA, 1993, World Scientific; Phys. Lett. B336 (1994) 119.
- [52] TASSO coll., W. Braunschweig et al., Z. Phys. C45 (1989) 193.
- [53] HRS coll., M. Derrick et al., Phys. Rev. D34 (1986) 3304.
- [54] ALEPH coll., D. Decamp et al., Phys. Lett. B273 (1991) 181.
- [55] DELPHI coll., P. Abreu et al., Z. Phys. C50 (1991) 185.
- [56] L3 coll., B. Adeva et al., Z. Phys. C55 (1992) 39.
- [57] OPAL coll., P.D. Acton et al., Z. Phys. C53 (1992) 539.
- [58] V. Ammosov et al., Phys. Lett. B42 (1972) 519.
- [59] W.M. Morse et al., Phys. Rev. D15 (1977) 66.
- [60] G. Charlton et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 515.
- [61] A. Firestone et al., Phys. Rev. D9 (1974) 2080.
- [62] E743 coll., R. Ammar et al., Phys. Lett. B178 (1986) 124.
- [63] A. Breakstone et al., Phys. Rev. D30 (1984) 30.
- [64] UA5 coll., R.E. Ansorge et al., Z. Phys. C43 (1989) 357.
- [65] UA5 coll., G.J. Alner et al., Phys. Rep. 154 (1987) 247.
- [66] A. Bialas and R. Peschanski, Nucl. Phys. B273 (1986) 703.

- [67] G. Gustafson and A. Nilsson, Z. Phys. C52 (1991) 533; Nucl. Phys. B355 (1991) 106.
- [68] W. Ochs and J. Wosiek, Phys. Lett. B289 (1992) 159.
- [69] W. Ochs and J. Wosiek, Phys. Lett. B305 (1993) 144.
- [70] Ph. Brax, J.L. Meunier and R. Peschanski, Z. Phys. C62 (1994) 649.
- [71] Yu.L. Dokshitzer, G. Marchesini and G. Oriani, Nucl. Phys. B387 (1992) 675.
- [72] M.I. Polikarpov, Phys. Lett. B236 (1990) 61.
- [73] I.M. Dremin and B.B. Levchenko, Phys. Lett. B292 (1992) 155.
- [74] A.H. Mueller, Phys. Lett. B104 (1981) 161.
- [75] G. Marchesini and B.R. Webber, Nucl. Phys. B238 (1984) 1.
- [76] Ya.I. Azimov, Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and S.I. Troyan, Z. Phys. C31 (1986) 213.
- [77] B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjostrand, Phys. Lett. B94 (1980) 211.
- [78] Ya.I. Azimov, Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and S.I. Troyan, Phys. Lett. B165 (1985) 147.
- [79] B.A. Schumm, Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and D.S. Koetke, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3025.
- [80] I.M. Dremin, JETP Lett. 34 (1981) 617.
- [81] I.M. Dremin, JETP Lett. 30 (1979) 152.
- [82] A.V. Apanasenko, N.A. Dobrotin, I.M. Dremin and K.A. Kotelnikov, JETP Lett. 30 (1979) 157.
- [83] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and S.I. Troyan, J. Phys. G17 (1991) 1481, 1602.
- Отредактированный автором текст статьи из журнала «Успехи физических наук», 1994, том 164, №8, с.785.

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

В.Л.Аксенов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрено состояние и перспективы реакторных источников нейтронов в мире для исследований в экспериментах по рассеянию. Обсуждаются области применения рассеяния нейтронов в сравнении с синхротронным излучением, этапы создания реакторов (с постоянным потоком и импульсных), их положение в настоящем и обозримом будущем в сравнении с источниками нейтронов на основе ускорителей. Более подробно рассмотрены пульсирующие реакторы типа ИБР, предложенные и в дальнейшем сконструированные под руководством Д.И.Блохинцева.

1. Введение

Исследовательские ядерные реакторы как источники нейтронов получили широкое распространение с конца 50-х годов. В значительной степени этому способствовала деятельность Международного агентства по атомной энергии, образованного Организацией Объединенных Наций в 1957 году. МАГАТЭ провело большую работу по пропаганде использования природного урана для производства ядерного топлива, создания ядерных реакторов, организации их безопасной работы, а также использования для производства изотопов для медицины, сельского хозяйства, промышленности и других целей. В результате в 60-х годах каждая индустриально развитая страна имела или стремилась иметь ядерные реакторы.

Помимо радиационных исследований и производства изотопов, ядерные реакторы с самого начала использовались для физических

исследований на выведенных пучках нейтронов. Эти исследования оказались настолько информативными и существенными для задач ядерной физики и физики конденсированных сред, что с середины 60-х годов начали создавать источники нейтронов уже специально оптимизированные для пучковых исследований. Особенно большое распространение получили нейтронные исследования в области физики конденсированных сред. В настоящее время диапазон доступных для исследований переданных энергий составляет от 100 нэВ до десятков эВ, а переданных моментов импульсов от 10^{-4} Å^{-1} до 10^2 Å^{-1} . Возможность изменения данных параметров в интервале шести порядков позволяет проводить исследования фундаментальных взаимодействий, свойств твердых тел и жидкостей, биологических объектов, химических реакций. За последние два десятка лет был получен целый ряд новых научных результатов, недоступных для получения другими экспериментальными методами.

Вместе с тем с начала 90-х годов число источников нейтронов в мире начало неуклонно уменьшаться, и в начале следующего столетия оно может достигнуть уровня 60-х годов. Этот процесс обусловлен целым рядом причин. Во-первых, выводятся из эксплуатации реакторы, построенные в конце 50-х - начале 60-х годов, а против строительства новых настроена общественность многих стран. Во-вторых, были созданы источники нейтронов испарительного типа на базе протонных ускорителей. Эти источники, хотя создание их требует больших средств и времени, являются весьма эффективными. В-третьих, широкое распространение получили исследования на источниках синхротронного света. Эти исследования являются существенным дополнением к нейтронным и несколько уменьшают потребность в последних.

Таким образом, сегодняшнее положение с источниками нейтронов вообще и реакторными источниками в частности требует обсуждения и координации на международном уровне, поскольку указанные выше причины уменьшения числа нейтронных источников связаны с общими научными и общественными процессами. Особое значение приобретает уменьшение финансирования на научные исследования.

В этой связи особый интерес представляет опыт работы на пульсирующих реакторах ИБР в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка, в особенности десятилетний опыт эксплуатации

самого высокопоточного в мире, в то же время самого дешевого импульсного источника нейтронов - реактора ИБР-2. Идея пульсирующего реактора была предложена Д.И.Блохинцевым в 1955 г., а уже в 1960 г. первый такой реактор был создан в Дубне^[1]. В дальнейшем Дмитрий Иванович был научным руководителем и непосредственным участником всех работ по пульсирующим реакторам в Дубне. Благодаря Д.И.Блохинцеву Дубна стала родиной нового и перспективного направления в области создания источников нейтронов для физических исследований.

В данном сообщении сделана попытка анализа общей ситуации с реакторными источниками нейтронов в мире и перспектив пульсирующих реакторов.

2. Применение нейтронов

В современной физике нейтроны используются для изучения фундаментальных взаимодействий (время жизни нейтрона, нарушение пространственной четности и симметрии обращения времени) и структуры ядра, но более широко - в области физики конденсированных сред, биологии, химии, неразрушающего контроля материалов и промышленных изделий.

Можно выделить следующие крупные разделы в этих областях: кристаллография, магнетизм, жидкости, включая сверхтекучие и аморфные тела, поверхности и слоистые системы, биологические мембраны, белки, химические реакции, полимеры, старение материалов, элементный анализ, внутренние напряжения, текстура. Необходимо подчеркнуть, что большинство этих исследований направлено на изучение не просто свойств новых материалов, хотя и это важно, а новых физических явлений, которыми постоянно снабжает естествознание физика конденсированных сред. Одним из последних примеров решающей роли нейтронов в изучении нового физического явления может служить расшифровка структуры высокотемпературных сверхпроводников.

В последнее время в указанных областях исследований все большее распространение получают источники синхротронного света, главными достоинствами которых являются высокая светосила и перестраиваемость по энергии. Однако это не означает, что

источники синхротронного излучения вытесняют нейтроны - эти два метода являются взаимодополняющими. Нейтроны имеют ряд свойств, несомненно выделяющих их среди других частиц, используемых в физике конденсированных сред, среди которых фотоны, электроны, мюоны, протоны.

Нейтроны в веществе испытывают взаимодействия как с ядрами, так и со спинами электронов атомов. Очень важное обстоятельство состоит в том, что эти взаимодействия являются относительно слабыми: нейтроны не нарушают структуру и химические свойства вещества, как это происходит, например, в фотоэмиссии, поэтому при вычислении сечения рассеяния достаточно ограничиться первым порядком теории возмущений. Слабое взаимодействие обуславливает и большую глубину проникновения нейтронов в образец, в отличие от фотонов, что позволяет исследовать объемные структурные и динамические свойства в экспериментах по упругому и неупругому рассеянию. В то же время нейтроны позволяют исследовать и свойства поверхностей, что является существенным дополнением к исследованиям с помощью рентгеновских лучей, особенно магнитных систем. Амплитуда ядерного рассеяния определяется свойствами ядерных сил и имеет изотопную зависимость. Может быть так, что изотопы одного элемента будут иметь амплитуды разного знака, что дает уникальную возможность изотопного контрастирования в исследуемом образце. Кроме того, амплитуда рассеяния не зависит от атомного номера регулярным образом, как для фотонов. Легкие элементы, например водород, имеют значительно большую амплитуду, что позволяет нейтронам эффективно, в отличие от фотонов, "высвечивать" их в структуре.

Перечисленные свойства дополняются тем замечательным обстоятельством, что длина волны тепловых нейтронов $\lambda \sim 1-10 \text{ \AA}$ и их энергия $E_n = 1-100 \text{ мэВ}$ в точности соответствуют типичным межатомным расстояниям в твердых телах и жидкостях и характерным энергиям возбуждений. Таким образом, источник тепловых нейтронов дает возможность исследовать и структуру, и динамику вещества.

Возможности исследований с нейтронами расширяются на более интенсивных источниках. Происходит это за счет не только увеличения скорости проведения экспериментов, но и открывающихся новых возможностей, к которым можно отнести увеличение точности измерений, возможность изучения объектов

малых размеров, возможность изучения сложных объектов и объектов с малыми сечениями рассеяния, проведение экспериментов с анализом поляризации нейтрона до и после рассеяния. Поэтому естественно стремление нейтронного сообщества иметь более интенсивные источники нейтронов.

В табл.1 показаны наиболее широко применяемые способы получения нейтронов. Исторически первыми интенсивными источниками нейтронов были ядерные реакторы, в которых постоянный поток нейтронов генерировался в процессе самопроизвольного деления урана. Ядерные реакторы с постоянным потоком имеют ограничения по возможно допустимому потоку нейтронов, обусловленные технологическими причинами, связанными главным образом с отводом тепла. В этом смысле определенную перспективу открывают импульсные реакторы периодического действия, в которых модуляция реактивности повышает выход полезных для пучковых исследований нейтронов в 100-200 раз при той же средней мощности.

В следующем типе источника используется фотоядерная реакция и линейные электронные ускорители. Поскольку в фотоядерной реакции выход нейтронов мал: 1 нейтрон на 20 электронов с энергией 100 МэВ, то для повышения выхода нейтронов эффективными оказались размножающая мишень (бустер) и размножающая с модуляцией реактивности (супербустер), для создания которых был использован опыт работы импульсного реактора периодического действия.

Наиболее продуктивной с точки зрения производства нейтронов является реакция испарения с использованием протонного синхротрона: ~30 нейтронов на 1 протон с энергией ~800 МэВ. Использование размножающих мишеней может увеличить выход нейтронов еще примерно в 20 раз.

Современная тенденция в создании высокопоточных источников нейтронов ориентирована на источники испарительного типа. В то же время развитие реакторных источников сохраняет свою актуальность по ряду причин. Во-первых, протонные синхротроны с необходимыми параметрами являются достаточно сложными и дорогими машинами. Во-вторых, практическая реализация мишенных устройств высокой мощности сталкивается с типичными реакторными проблемами, такими как отвод тепла и радиационная стойкость

Таблица 1. Наиболее широко используемые способы получения нейтронов для физических исследований

Reaction	Number of neutrons	Examples	Target power, MW	Neutron flux, n·cm ⁻² ·s ⁻¹
Fission	~2/ fission	HFR, Grenoble	57	2·10 ¹⁵
Modulation of reactivity, reflector	x 100-200	IBR-2, Dubna (pulsed)	2	10 ¹⁶
(e,γ), (γ,n) in a heavy metal target	~5·10 ⁻² /100 МэВ	ORELA, Oak Ridge	0.05	1.3·10 ¹⁴
Multiplicating target, Pu	x 20	IBR-30, Dubna IREN, Dubna (project)	0.01 0.01	5·10 ¹⁴ 10 ¹⁵
Proton spallation	~30 /800 МэВ	ISIS, London	0.2	1.3·10 ¹⁵
Multiplicating target ²³³ U	x 20	IN-0.6, Moscow (project)	2	2·10 ¹⁶

конструкции, определяемая плотностью потока быстрых нейтронов в спектре активной зоны или мишени. И, наконец, в настоящее время имеется еще достаточно много работающих реакторов, имеющих перспективы развития. Далее мы рассмотрим современное состояние реакторных источников нейтронов для физических исследований.

3. Реакторы с постоянным потоком

О реакторах с постоянным потоком имеется много обзорных материалов. Журнал "Neutron News" начиная с 1990 года регулярно публикует подробные обзоры о нейтронных источниках. На Международной конференции по рассеянию нейтронов в Бомбее в 1991 году были представлены обзоры о реакторах Азии^[2] и Европы^[3], а также Японии^[4], России^[5,6] и США^[7,8]. Отсылая читателя за деталями к этим публикациям, здесь мы обсудим качественную картину и тенденции.

Таблица 2. Высокопоточные исследовательские реакторы и используемые измерительные приборы

Country	Reactor	Location	Year	P (MW)	Flux 10^{14} n/cm ² /sec	Beam ports include guides	Special moderator	Instruments for Neutron Scattering					
								SANS	Reflect	Spectr	Special Instr.	Total Instr.	
Canada	NRU	Chalk River	1957	125	3	6	C	3	1	0	2	0	6
Denmark	DR-3	Risø	1960	10	1.5	4	C	1	1	0	5	0	7
France	SILOE	Grenoble	1962/87	35	4	3	-	4	0	0	2	0	6
France	HFR-ILL	Grenoble	1971/94	58	15	26	2C,1H	13	2	0	12	5	32
France	ORPHEE	Saclay	1980	14	2.5	20	2C,1H	10	4	1	7	0	22
Germany	FRI-2	Jülich	1962/72	23	2	8	C	4	3	1	7	3	18
Germany	BER-II	Berlin	1973/91	10	1	9	C	6	1	1	5	1	14
Hungary	WWR	Budapest	1992	10	1	8	-	2	1	1	3	3	10
India	Dhrava	Bombay	1985	100	2	13	C	3	1	0	8	1	13
Japan	JRR-3M	Ibaraki	1990	20	2	26	C	4	1	0	10	5	20
Netherlands	HFR	Petten	1961/70	45	1	12	-	3	1	0	2	1	7
Russia	WWR-M	Gatchina	1959	16	1	14	-	3	2	0	1	6	12
Russia	IR-8	Moscow	1981	8	1	12	C	2	0	0	3	5	10
Russia	IWW-2M	Ekaterinburg	1966/83	15	2	6	-	4	1	0	1	0	6
Russia	IBR-2 (pulsed)	Dubna	1984	2/1500	0.1/100	14	C	6	1	2	4	1	14
Sweden	R-2	Studsvik	1960	50	4	8	C	6	0	0	2	0	8
Switzerland	SAPHIR	Villigen	1957/84	10	1	4	-	2	0	0	2	0	4
US	HFBR	Brookhaven	1965	60	9	9	C	3	3	1	6	2	15
US	HFIR	Oak Ridge	1966	100	30	4	-	4	1	0	5	0	10
US	MURR	Missouri	1966	10	1.2	6	-	3	2	1	2	6	14
US	NBSR	Gaithersburg	1969	20	4	5	C	2	0	0	6	1	9

Наибольшее число реакторов было создано в период с 1955 по 1960 гг. Это были реакторы первого поколения, которые создавались для облучений и радиационных исследований. После 1960 г. началось создание реакторов второго поколения, которые уже предназначались как для радиационных исследований, так и для исследований на нейтронных пучках. Первый реактор третьего поколения, т.е. реактор, предназначенный для пучковых исследований, был создан в 1965 г. в Брукхейвене - реактор HFBR мощностью 60 МВт. Примерно до 1960 г. увеличение потока нейтронов происходило в той же степени, что и увеличение мощности реакторов, затем дальнейшее увеличение потока нейтронов стало опережать увеличение мощности реакторов. Это опережение начало проявляться особенно с начала 70-х годов, когда стали эффективно использоваться реакторы третьего поколения, такие как HFR в ILL (Гренобль, Франция), ORPHEE в LLB (Сакле, Франция), ИР-8 в Российском научном центре "Курчатовский институт" (Москва, Россия), ИБР-2 ЛНФ ОИЯИ (Дубна, Россия) и др.

В настоящее время в мире работает около пятидесяти исследовательских реакторов, на которых проводятся пучковые исследования. При этом большинство из них - это реакторы, проработавшие более 30 лет, что близко к естественному времени жизни реактора, т.е. большинство реакторов нуждаются в модернизации или замене на новые.

В конечном счете эффективность работы реактора определяется работой экспериментальных установок. В табл.2 приведены примеры реакторов третьего поколения и частично второго, ориентированных в основном на пучковые исследования. Измерительные приборы делятся согласно общепринятой классификации на пять типов: дифрактометры для упругого и диффузного упругого рассеяния, установки для малоуглового рассеяния, рефлектометры, спектрометры для неупругого и обратного рассеяния и специальные приборы. Последние включают в себя все, что не входит в предыдущие четыре категории. Установки для облучений и активационного анализа здесь не рассматриваются.

Как видно из этой таблицы, наиболее эффективными по всем показателям являются реакторы HFR среди реакторов высокой мощности и реактор ORPHEE - среди реакторов средней мощности. Реактор HFR имеет наибольший абсолютный и удельный (приведенный

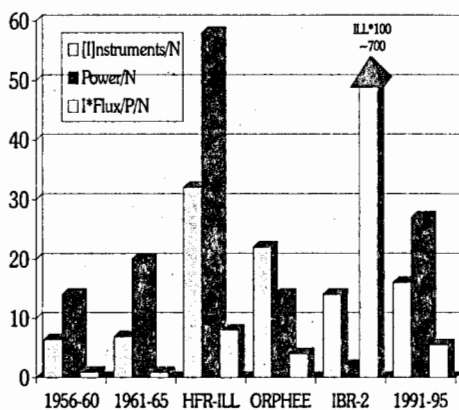


Рис.1. Число приборов (I), тепловая мощность (P) и произведение I* плотность потока/ P усредненного реактора в разные периоды времени в сравнении с реакторами HFR, ORPHEE и ИБР-2

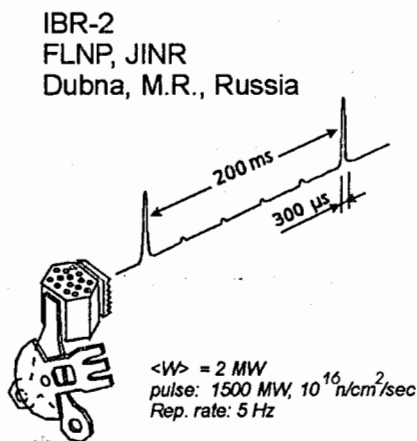


Рис.2. Принципиальная схема импульсного реактора периодического действия ИБР-2

к мощности) поток нейтронов и наиболее развитую инфраструктуру для проведения экспериментов. Организация работы ILL может служить хорошим примером международного сотрудничества. Кстати говоря, одна из основных причин успеха ILL состоит в том, что в этом институте каждые 10-12 лет обновляются измерительные приборы, что, хотя и требует больших затрат, обеспечивает высокий уровень исследований. Реактор ORPHEE, так же, как и реактор IP-8, является, по-видимому, оптимальным для реакторов средней мощности и может служить хорошим примером организации работы национального центра.

Кроме технических характеристик весьма существенным показателем является стоимость установок. Стоимость реактора в значительной мере определяется его средней мощностью, поэтому условной характеристикой, определяющей стоимость производимого нейтрона, можно считать отношение плотности потока к средней мощности. Условной характеристикой эффективности использования источника может служить это отношение, умноженное на число экспериментальных установок. На рис.1 показаны эти характеристики для "усредненного" реактора в разные периоды времени и для реакторов HFR, ORPHEE и ИБР-2. Рис.1 наглядно показывает преимущества реакторов HFR и ORPHEE среди стационарных реакторов. По обсуждаемым показателям заметно выделяется реактор ИБР-2, поэтому мы обсудим его отдельно в следующем разделе.

Итак, на первый взгляд кажется, что число реакторов в мире достаточно велико. Однако не все из них вполне удовлетворяют требованиям современных установок для физических исследований. После создания первого специализированного реактора третьего поколения HFBR (BNL, Брукхейвен) в 1965 году было принято в эксплуатацию лишь около десятка современных реакторов такого же типа. В целом, несмотря на весьма развившиеся в последние годы средства повышения эффективности использования реакторов - замедлители, нейтронные системы, современные спектрометры, число современных реакторов для физических исследований в мире явно недостаточно для удовлетворения все возрастающих потребностей физиков, биологов, химиков и материаловедов.

4. Импульсные реакторы

История импульсных реакторов берет свое начало с 1945 года, со времен Манхэттенского проекта. Выделяют три типа импульсных

реакторов^[9]: импульсные реакторы самогасящего действия (ИРСД), импульсные реакторы периодического действия (ИРПД) и бустеры.

Наиболее распространены реакторы первого типа, главным образом для радиационных исследований по причине возможного огромного пикового потока. В систематических пучковых исследованиях такие реакторы из-за аperiodичности импульсов и, соответственно, низкого среднего потока, используются редко. В качестве примера использования сверхмощного ИРСД можно привести эксперимент по измерению времени жизни на установке для ультрахолодных нейтронов с рекордной плотностью до 10^5 н/см³, готовящийся в ВНИИЭФ (Арзамас-16, Россия) на реакторе БИГР группой из ЛНФ им. Франка. (Для сравнения, на источнике ILL она составляла 10^2 н/см³). Исключение составляют реакторы типа TRIGA, которые имеют большой, практически мгновенный отрицательный температурный коэффициент, что обеспечивает высокую степень безопасности. Поэтому эти реакторы получили широкое распространение. Первый реактор TRIGA I начал работать в 1958 г. в США, в настоящее время таких реакторов в мире 65 и используются они главным образом в режиме непрерывного действия, а также в учебных целях.

Идея импульсного реактора периодического действия была предложена в 1955 г. в Обнинске (Россия)^[10]. Реактор начал сооружаться в Дубне в 1957 году под руководством Д.И. Блохинцева, он был введен в эксплуатацию 23 июня 1960 г. на средней мощности 1 кВт и с частотой повторения нейтронных импульсов от 5 до 50 Гц^[1]. С 1964 года реактор ИБР начал использоваться как фотоядерный супербустер, т.е. реактор играл роль размножающей мишени с модуляцией реактивности в комплексе с ускорителем электронов. В 1969 г. мощность реактора была доведена до 25 кВт, и ускоритель заменен на линейный ускоритель электронов с энергией 40 МэВ. Установка получила название ИБР-30. С 1986 г. ИБР-30 работает без модуляции реактивности, т.е. как фотоядерный источник с размножающей мишенью (бустер) средней мощностью 10

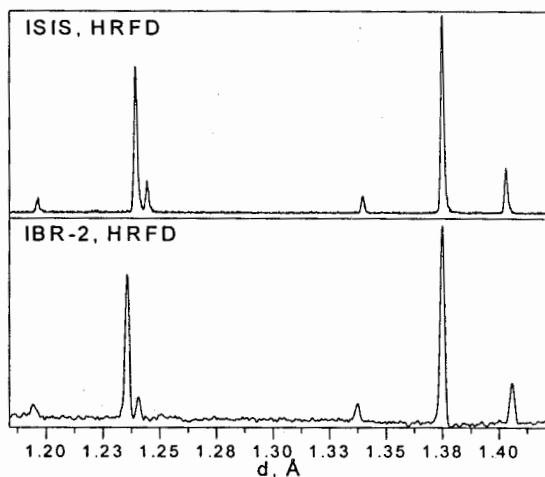


Рис.3. Часть дифрактограммы стандартного образца Al_2O_3 , измеренной на дифрактометрах HRPD на ISIS (вверху) и ФДВР на ИБР-2 (внизу)

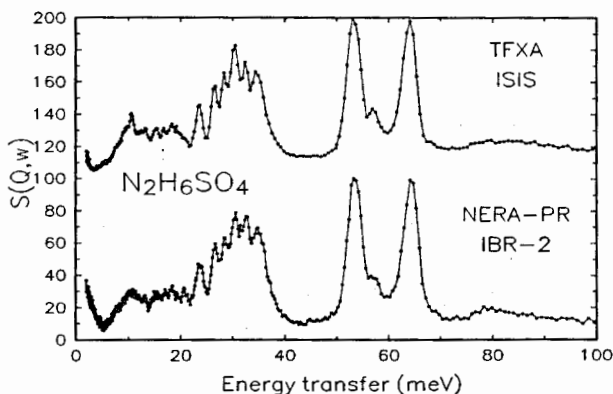


Рис.4. Спектры высокого разрешения при рассеянии на сульфате гидразина, измеренные на спектрометрах TFXA (ISIS) и NERA-PR (ИБР-2)

кВт и плотностью потока тепловых нейтронов в импульсе $5 \cdot 10^{14}$ н/см²с при ширине импульса 3-4 мкс.

В 1984 г. в Дубне был принят в эксплуатацию новый импульсный реактор ИБР-2, отличающийся по конструкции от первого ИБР и дающий при средней мощности 2 МВт рекордный поток тепловых нейтронов в импульсе с поверхности замедлителя: 10^{16} н/см²с. Этот реактор также создавался под руководством Д.И.Блохинцева, который до последних дней жизни уделял ему большое внимание. Принципиальная схема реактора ИБР-2 показана на рис.2. Активная зона реактора объемом 22 л содержит 82 кг двуокиси плутония. Модуляция реактивности осуществляется стальным подвижным отражателем, состоящим из двух вращающихся с разными скоростями (1500 и 300 об/мин) частей. Когда обе части отражателя проходят зону, генерируется импульс мощности (1500 МВт). При регулярном режиме работы реактора - 2500 часов в год на эксперимент - срок работы зоны без замены топлива составляет не менее 15 лет, 5-7 лет - срок эксплуатации подвижного отражателя. Таким образом, реактор ИБР-2 является очень дешевой и экономичной, что определяется средней мощностью, и, как показал опыт 10-летней работы, простой и безопасной в эксплуатации машиной.

Теплофизические характеристики и кинетика реактора типа ИБР очень близки к таковым у реакторов стационарного действия. Поэтому ИРПД стоят к ним гораздо ближе, чем ИРСД, и в этом смысле более правильно было бы называть их пульсирующими реакторами.

Имея самый высокий в мире поток тепловых нейтронов в импульсе, реактор ИБР-2 уступает испарительным источникам нейтронов по ширине импульса (~300 мкс), что часто отмечают в качестве недостатка импульсного реактора, поскольку эта характеристика источника влияет на разрешающую способность измерительных приборов. Однако развитие техники эксперимента на реакторе ИБР-2 показывает, что создание современных приборов позволяет получить разрешение на уровне лучших импульсных источников как для упругого, так и для неупругого рассеяния. В подтверждение можно привести результаты измерений упругого^[11] (рис.3) и неупругого^[12] (рис.4) рассеяния, проведенные на одних и тех же образцах на ИБР-2 и ISIS - одном из лучших среди испарительных источников (Лаборатория им.Резерфорда-Апплетона,

Великобритания). Для малоуглового рассеяния и рефлектометрии ширина нейтронного импульса не является определяющей.

Особенно важным было создание фурье-дифрактометра высокого разрешения^[11] (ФДВР), поскольку дифрактометрия является наиболее продуктивным направлением использования импульсных источников. В настоящее время в мире имеется три прибора такого класса - это NRPD на ISIS, DN-2 на NFR и ФДВР на ИБР-2.

Возможности пульсирующих реакторов далеко не исчерпываются параметрами реактора ИБР-2. Опыт создания и эксплуатации таких реакторов в Дубне показывает, что подобная установка может быть спроектирована с лучшими, чем у ИБР-2, характеристиками, как нейтронно-физическими, так и эксплуатационными^[13]. Например, в настоящее время готов к реализации проект нового подвижного отражателя из никелевого сплава, у которого подвижные части будут вращаться навстречу друг другу и который позволит увеличить поток в два раза при уменьшении в полтора раза ширины импульса.

Таким образом, опыт эксплуатации реакторов TRIGA и ИБР-2 показывает, что в распоряжении физиков имеются дешевые, безопасные и эффективные импульсные источники нейтронов. Особенно это относится к высокопоточному реактору ИБР-2, который по своим возможностям весьма близок к испарительным источникам нейтронов и может служить хорошим к ним дополнением. Более того, опыт работы реактора ИБР-2 показывает, что ширина нейтронного импульса не является столь критичным параметром в достижении качества источника и ею вполне можно пожертвовать для достижения более высокого потока. Наш опыт показывает, что выполняется предположение^[14] о том, что для идеально сконструированных приборов, требующих нейтронной монохроматизации, усредненный по времени нейтронный поток для импульсных машин равен их пиковому потоку. Общий вывод состоит в том, что импульсные источники нейтронов с большой шириной импульса могут оказаться наиболее перспективными ввиду их высокопоточности и относительной дешевизны. К таким источникам мы относим пульсирующие реакторы типа ИБР и испарительные источники на базе линейных протонных ускорителей.

5. Обозримые перспективы

Общее число реакторов в мире уменьшается, и эта тенденция сохранится, поскольку большинство работающих реакторов уже приближаются к естественному окончанию срока эксплуатации. Можно ожидать, что из существующих реакторов после 2005 года сохранятся реакторы ОРПННН (Франция), ДНРУВА (Индия), ВЕР-2 (Германия), JRR-3М (Япония), ВRR (Венгрия), НFR (Франция), МАРИА (Польша), ИБР-2 (Россия). Из них шесть расположены в Европе и два в Азии.

В Европе в конце этого года снова должен начать функционировать после ремонта реактор НFR (ILL). Он сохранит свои лидирующие позиции как международный центр еще лет 10-20. В следующем году, по-видимому, начнут работать нейтронные источники испарительного типа с постоянным потоком SING в PSI (Виллиген, Швейцария^[3]) и импульсный источник на линейном протонном ускорителе Московской мезонной фабрики (Институт ядерных исследований Российской академии наук, Троицк, Россия^[15]). Улучшения параметров (повышение потока и уменьшение ширины импульса) можно ожидать от запланированной модернизации реактора ИБР-2 в 1997-1998 гг. В более далекой перспективе можно рассчитывать на разрабатываемые в настоящее время Европейские проекты импульсных источников испарительного типа AUSTRON и ESS.

К сожалению, остается не реализованным проект реактора ПИК в Гатчине (Россия)^[5]. Это проект современного реактора третьего поколения, рассчитанного на мощность 100 МВт, поток нейтронов $4,5 \times 10^{15}$ н/см²с, с двумя холодными и двумя горячими источниками, экспериментальным (около реактора) и нейтронным залами с общим возможным числом установок до 50. В настоящее время выполнено примерно 80% всех работ с учетом новых требований по безопасности, введенных в России после 1986 г. Если бы проект был завершен (для этого необходимо около 30 млн. долл. США), реактор ПИК мог бы играть роль европейского нейтронного центра, учитывая его удобное расположение (40 км от Санкт-Петербурга со стороны международного аэропорта) и наличие высококвалифицированного и очень опытного коллектива ПИЯФ РАН.

Что касается реакторов средней мощности, то можно ожидать дальнейшего расширения международного сотрудничества на отмеченных выше реакторах с целью совершенствования их инфраструктуры и более эффективного использования. Из новых проектов весьма привлекательным является проект создания реактора на 20 МВт в Гархинге (Мюнхен, Германия), разработанный с учетом опыта реактора ORPHEE. Возможно, что вопрос о его создании решится в этом году.

В США перспектива развития исследований на реакторах связана с совершенствованием существующих реакторов и с проектом Advanced Neutron Source (ANS)^[8] в Ок-Ридже, представляющем собой тяжеловодный реактор с мощностью 350 МВт и потоком тепловых нейтронов до 10^{16} н/см²с. Новый реактор будет иметь поток в 10 раз выше, чем имеет существующий в Ок-Ридже реактор HFIR, и в 5+6 раз выше, чем имеет реактор HFR в Гренобле. По своему назначению реактор ANS является многоцелевым, но благодаря высокой мощности и плотности потока он будет в состоянии обеспечить исследования более чем 1000 пользователей в год. Стоимость проекта оценивается в ценах 1992 года в 1500 млн. долл. США. Имеется еще несколько предложений по созданию реактора типа HFR ILL и импульсного источника испарительного типа мощностью 1 и 5 МВт. Хотя все эти предложения находятся в стадии разработок, ясно, что в США в ближайшие годы должна начаться реализация новых проектов нейтронных источников, т.к. существующие реакторы были приняты в эксплуатацию в середине 60-х годов.

В Канаде преобладает концепция использования международных мегаустановок при наличии собственных одного-двух реакторов среднего класса. Рассматриваются два проекта: модернизация реактора MNR с увеличением мощности до 12 МВт, что будет стоить от 70 млн. до 120 млн. долл. США, и замена реактора NRU в Чок-Ривере на новый реактор с мощностью 20 МВт, что будет стоить 150 - 200 млн. долл. США.

В Азии нейтронные исследования в ближайшие годы будут в значительной мере концентрироваться на реакторах JRR-3M (Токаимури) и DHRUVA (Бомбей). Что касается новых проектов, то в Японии обсуждаются пока проекты источников на основе ускорителей.

В Австралии обсуждаются планы реконструкции существующего реактора и создания нового источника.

В Египте начаты работы по созданию нового исследовательского реактора мощностью 22 МВт в Организации Атомной Энергии в Каире.

Итак, наиболее подготовлена к переходу на следующий этап развития (после 2000 года) реакторных источников нейтронов Европа, где в 70-80-е годы произошло существенное развитие как реакторной технологии, так и методики эксперимента. Хотя и здесь требуются значительные усилия для сохранения поступательного движения. Это связано не только с техническими и финансовыми трудностями. Большая проблема состоит в возросшей в последние годы боязни ядерных аварий и риска распространения ядерного оружия. Серьезную роль может сыграть введенное в США ограничение на обогащение ^{235}U до 20%. Поскольку США является одним из основных поставщиков ядерного топлива, то это ограничение автоматически ведет к снижению мощности и, следовательно, плотности потока нейтронов как на существующих реакторах, так и на будущих. Поэтому если заинтересованные сообщества не предпримут активных действий, то перспективы у реакторов будут весьма скромными.

6. Заключение

Использование нейтронов для физических исследований имеет настолько важное значение, что, несмотря на все трудности: возрастающая стоимость эксплуатации существующих, проектирования и строительства новых реакторов, ограничения на топливо, сопротивление "зеленого движения", оно находит все больше сторонников. Число пользователей нейтронных пучков, в том числе и реакторных, растет. Согласно данным, представленным на Совещании экспертов по источникам синхротронного излучения и нейтронным пучкам Форума меганаук, проведенном 29 ноября - 1 декабря 1993 г. в Ризо (Дания) Организацией экономического сотрудничества и развития, общее число пользователей оценивается только в странах Организации экономической кооперации и развития ~4000 в 1993 г. и, как ожидаемое, ~7000 в 2000 году. В последние

годы были созданы Общества по рассеянию нейтронов в ряде стран: в Австралии, Канаде, Японии, Швейцарии, США, Италии. В Германии нейтронное сообщество организовано Комитетом по исследованиям с нейтронами при ВМФТ, в России - Научным советом Национальной программы "Нейтронные исследования вещества", образованной в этом году Министерством науки и технической политики Российской Федерации. Обсуждается вопрос о создании Европейской Федерации сообществ по рассеянию нейтронов. Таким образом, необходимость нейтронов для науки обуславливает необходимость иметь соответствующее число источников нейтронов.

Ядерные реакторы в настоящее время являются наиболее распространенными источниками нейтронов для физических исследований и необходимость в них сохранится еще долго. Стремление уйти от возможных ядерных аварий обуславливает общую тенденцию к развитию испарительных источников. С этой точки зрения наиболее оптимальным, по-видимому, является более дешевый протонный бустер, т.е. мощный линейный протонный ускоритель с размножающей мишенью. В этом смысле большое значение имеет опыт использования пульсирующих реакторов типа ИБР как в плане работы с размножающими мишенями, так и в плане развития методики эксперимента на импульсном источнике с большой шириной нейтронного импульса.

Пучковые исследования с нейтронами являются примером "малой" (small-scale) науки на крупномасштабных установках, когда типичная группа пользователей состоит из нескольких ведущих сотрудников, аспирантов и студентов. Типичный эксперимент проходит в течение нескольких дней. Поскольку на мегаустановках время для эксперимента можно получить не так часто, например, в ILL заявки принимаются два раза в год, то для целей образования и подготовки экспериментов (помимо самостоятельного значения) особое значение имеют реакторы среднего класса (10-20 МВт) для локального пользования. В плане общей стратегии наиболее оптимальным было бы наличие 2-3 международных центров на базе мощных специализированных реакторов типа HFR ILL и сети реакторов типа ORPHEE. В идеальном случае было бы экономичнее закрыть старшие реакторы первого и второго поколения и сосредоточиться на более эффективном использовании реакторов третьего поколения и строительстве

новых. Однако реальная жизнь не позволяет этого сделать, поэтому представляется целесообразным поддержать существующие проекты и дать старым реакторам доработать оставшееся им время.

Современные крупные установки стоят очень дорого. Так, строительство современного реактора постоянного действия стоит несколько сотен миллионов долл. США при ежегодной оплате эксплуатации порядка нескольких десятков миллионов долларов. Поэтому решить все вопросы создания реактора, его инфраструктуры, обеспечения приборной базы, организации работы пользователей и т.д. можно только в результате координированной деятельности и в международной кооперации.

Автор весьма признателен А.В.Белушкину, В.А.Трунову и Е.П.Шабалину за полезные обсуждения.

Литература

1. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохинцев, Ю.А.Блюмкина и др., Атомная энергия, 10 (1961) 437.
2. K.R.Rao, Physica B 174 (1991) 491.
3. G.S.Bauer and G.Thamm, *ibid.*, 476.
4. S.Funahashi, *ibid.*, 470.
5. A.I.Okorokov, *ibid.*, 443.
6. V.L.Aksenov, *ibid.*, 438.
7. J.M.Rowe and H.J.Prask, *ibid.*, 421.
8. C.D.West, *ibid.*, 430.
9. Е.П.Шабалин, Импульсные реакторы на быстрых нейтронах, М: Атомиздат, 1976.
10. И.И.Бондаренко, Ю.Я.Стависский, Атомная энергия, 7 (1959) 417.
11. V.L.Aksenov, A.M.Balagurov, V.G.Simkin, Yu.V.Taran, V.A.Trunov, V.A.Kudrjashov, A.P.Bulkin, V.G.Muratov, P.Hismaki, A.Tiita and O.Antson, in Proc. of XII ICANS Meeting, Abingdon 1993 (Reports of Rutherford Appleton Lab. RAL 94-025, 1994) vol. I, p. I-124.
12. I.Natkaniec, S.I.Bragin, J.Brankowski and J.Mayer, *ibid.*, I-89.

13. T.P.Shabalin and A.D.Rogov, In Pulsed Nuclear Reactors: New Capabilities for Scientific Research JINR Reports D3-92-76, Dubna 1992, p.42.
14. F.Mezei, Neutron News 5 (1994) # 3, 2.
15. A.V.Dementyev, V.G.Miroshnichenko, I.Y.Mosievskaya, S.F.Sidorkin, N.M.Sobolevsky and Yu.Ya.Stavissky, RAL 94-025, 1994, vol. II, p. T71.





П. Дирак, Д.И.Блохинцев, М.Даныш, М.Г.Мещеряков,
Н.Н.Боголюбов, Я.А.Сморodinский. Дубна, 1958 г.

Д.И.Блохинцев. Дубна, 1979 г.

Директор ОИЯИ член-корреспондент АН СССР Д.И.Блохинцев
выступает на Ученом совете Института. Дубна, 1965 г.





Д.И.Блохинцев выступает на открытии Международной конференции по ускорителям. Дубна, 1963 г.

Визит в ОИЯИ Ф.Жолио-Кюри. Дубна, 1958 г.







Председатель Комиссии по атомной энергии США Г.Сиборг
и Д.И.Блохинцев. Дубна, 1969 г.





Д.И.Блохинцев, Б.Грегори и Ю.А.Щербаков на Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий. Рига, 1967 г.

Д.И.Блохинцев, М.А.Марков и В.Г.Соловьев. Дубна, 1969 г.







М.С.Рабинович, С.П.Капица и Д.И.Блохинцев. Дубна, 1963 г.

Д.И.Блохинцев, Р.М.Лебедев. В.Петржилка в Доме ученых ОИЯИ.
Дубна, 1966 г.





Д.И.Блохинцев и Б.М.Понтекорво. Дубна, 1972 г.

Д.И.Блохинцев и Г.Наджаков. Дубна, 1965 г.





В.И.Векслер, Д.И.Блохинцев и Э.М.Макмиллан
на Московском море. Дубна, 1963 г.





Н.Н.Боголюбов, Д.И.Блохинцев, В.Н.Сергиенко,
И.Улегла, Э.Феньвеш. Дубна, 1965 г.





Участники заседания Ученого совета ОИЯИ: Р.М.Лебедев, Д.И.Блохинцев, В.Н.Сергиенко, И.М.Франк, В.П.Джелепов, К.Н.Мещеряков, Г.Н.Флеров, Н.Содном. Дубна, 1965 г.

М.К.Волков, Д.И.Блохинцев, В.Н.Первушин, Г.В.Ефимов
в Лаборатории теоретической физики. Дубна, 1978 г.





Визит Н.Бора в ОИЯИ. Дубна, 1961 г.



М.Д.Миллионщиков
и Д.И.Блохинцев.
Дубна, 1971 г.

Д.И.Блохинцев и Л.Пал.
Дубна, 1971 г.







Д.И.Блохинцев — за рабочим столом в своей квартире.
Дубна, 1977 г.

С.Н.Вернов и Д.И.Блохинцев



Члену-корреспонденту АН СССР директору Лаборатории теоретической физики ОИЯИ Д.И.Блохинцеву 60 лет.
Дубна, 1968 г.





Научный семинар ОИЯИ, посвященный 70-летию
Д.И.Блохинцева, Дубна, 1978 г.

Д.И.Блохинцев, Л.И.Пономарев, С.И.Виницкий.
Дубна, 1978 г.





За чашкой кофе: А.Н.Сисакян, В.Г.Соловьев, Н.Н.Боголюбов,
Д.И.Блохинцев, Ю.А.Щербаков. Дубна, 1978 г.



Д.И.Блохинцев
и А.Салам





Главное здание реактора ИБР-2

Субботник на строительстве реактора ИБР-2:
Б.М.Барбашов, Д.И.Блохинцев, Г.И.Колеров.
Дубна, 1974 г.





Д.И.Блохинцев на фоне строящегося реактора ИБР-2.
Дубна, 1972 г.





Монтаж активной зоны реактора ИБР-2



Запуск реактора ИБР-2





Физический пуск ИБР-2





Московское море, остров
Липня. Лето 1968 года

На Волге







Д.И.Блохинцев за любимым занятием





Д.И.Блохинцев
с дочерью и внучкой
на лыжной прогулке



Д.И.Блохинцев
и писатель Р.Юнг





Дмитрий Иванович Блохинцев

(1908 – 1979)

Очерк научной деятельности

Никто на свете не разбудит
Души, ушедшей на покой,
Но на земле, тебе чужой,
Твои скитаться песни будут.

Д.И. Блохинцев¹

Есть в нашей стране хорошая традиция: называть улицы городов именами своих знаменитых граждан. К их числу принадлежат и улицы Блохинцева в Дубне и в Обнинске, названные в честь выдающегося советского физика, изобретателя, крупнейшего организатора науки, соратника И.В. Курчатова по созданию, становлению и развитию атомной науки, техники и ядерной энергетики в нашей стране и странах социалистического содружества, создателя Первой в мире АЭС, Физико-энергетического института в Обнинске и международного Объединенного института ядерных исследований в Дубне.

”Имя Дмитрия Ивановича Блохинцева стоит в одном ряду с именами Сеченова, Тимирязева, Умова, Лебедева, Вернадского, Вавилова, Хохлова и многими другими, составляющими гордость нашего народа”²

11 января 1993 г. ему бы исполнилось 85 лет.

Дмитрий Иванович Блохинцев обогатил мировую науку фундаментальными работами в области физики твердого тела, нелинейной оптики, нелинейной акустики, статистической физики, физики высоких и низких энергий, элементарных частиц и атомного ядра, космологии, квантовой механики, квантовой теории поля и квантовой электродинамики, физики реакторов и атомной энергетики, физики конденсированных сред, релятивистской ядерной физики, философии и методологии естествознания; его роль в воспитании научных кадров физиков и инженеров в нашей стране и в странах социализма широко известна и получила заслуженное признание. Дмитрий Иванович Блохинцев — основатель многих научных направлений, но прежде всего он был личностью — феноменально многогранным и разносторонним человеком, общение с которым доставляло радость.

Сильное влияние на мировоззрение Д. И. Блохинцева оказало его знакомство с трудами К. Э. Циолковского и личная переписка с ним. От Ци-

¹ В Сб. ”Муза в храме науки”, 1982. М., ”Советская Россия”

² ”Правда” от 23 января 1980 г.

олковского Дмитрий Иванович воспринял тот дух русской науки начала XX века, который проявлялся не только в стремлении к достижению конкретных научных результатов, но и в создании целостного гармонического мировоззрения. Мировосприятию Циолковского было присуще преклонение перед Красотой и Гармонией мира, а также высочайшая степень уважения к Природе и Человеку. Именно по этой причине, — любил подчеркнуть Дмитрий Иванович, — Циолковский никогда не употреблял таких словосочетаний, как завоевание или покорение космоса, а всегда говорил о его освоении. Д. И. Блохинцев сумел до конца жизни сохранить эти юношеские идеалы восприятия мира. С этого начального периода осталось у него все увеличивающееся с годами стремление к истине, которое заставляло его не только быть в курсе всех основных научных достижений как в физике, так и в других областях знаний, но и развивать собственные оригинальные взгляды и суждения, свое мировоззрение.

Дмитрий Иванович считал, что довольно легко научиться решать уже поставленные задачи в какой-нибудь модной области современной физики. Почти любой человек, обладающий достаточно упорядоченным умом, может стать неплохим физиком-теоретиком. Труднее ставить задачи самому, Физиков, которые определяют свои интересы собственным мировоззрением, значительно меньше, но именно они чаще всего становятся авторами тех самых "модных" направлений в науке, которые дают пищу и работу умам многих.

Знаменитые опыты Резерфорда по расщеплению атома заставили юного Дмитрия Ивановича, выпускника Московского промышленно-экономического техникума обратить внимание на те завидные возможности, которые сулит ядерная энергия, и это определило его дальнейший путь. В 1926 году он поступил на физический факультет МГУ, где учился у таких замечательных ученых, как Л. И. Мандельштам, С. И. Вавилов, Н. И. Лузин, Д. Ф. Егоров. То были годы становления квантовой механики и объяснения с ее помощью загадочных явлений. Уже ранние работы Д. И. Блохинцева были отмечены большим мастерством и глубиной физической мысли. За свой аспирантский цикл работ он впервые в СССР получил степень доктора наук (1934 г.).

"Д. И. Блохинцев, несомненно, принадлежит к числу наиболее выдающихся советских физиков, — писал И. Е. Тамм. — Его работы, имеющие исключительную научную ценность, принесли с собой выяснение и решение ряда существенных вопросов, имеющих большое значение, в особенности в теории металлов и в теории твердого тела вообще".

"Было отчетливо видно, — вспоминал И. М. Франк, — что Дмитрий Иванович — бесспорно сложившийся ученый, уже внесший весомый вклад

в науку, ... перед которым открыта широкая дорога в будущее науки. Мы знаем, что это впечатление оказалось правильным”.

Д. И. Блохинцев уделял огромное внимание применению методов квантовой механики в физике твердого тела и оптике.

Д. И. Блохинцев вычислил работу выхода электронов из металла; основываясь на ней, он первый дает объяснение аномальным магнитным и термоэлектрическим свойствам двухвалентных металлов, причиной которых явилось то обстоятельство, что в этих металлах энергия электрона зависит не только от абсолютной величины его импульса, но и от направления импульса по отношению к осям кристалла. Он обобщает теорию Блоха на случай перекрывающихся зон. Особое значение имеет полученная им формула для энергии перекрывающихся зон.

Д. И. Блохинцев разработал теорию аномальных магнитных и термоэлектрических эффектов в металлах, показал, что аномальные эффекты происходят за счет влияния отдельных свойств распределения собственных значений. Он создал теорию температурной зависимости фотоэффекта в чистых металлах, сопоставил ее с соответствующими результатами измерений, определил границу фотоэффекта для различных металлов.

В то же время (1933 г.) Д. И. Блохинцев открывает нелинейную зависимость излучаемого атомами света (в эффекте Штарка) от интенсивности падающего. Его работа была первым исследованием по нелинейной оптике, получившей ныне столь существенное развитие в физике лазеров.

В последующие годы (1934–1937 гг.) Д. И. Блохинцев первым дал объяснение механизму загадочного явления фосфоресценции. Основная идея этой работы прекрасно иллюстрирует образность мышления ученого. Он замечает, что наличие локальных примесей в фосфоросодержащих соединениях приводит к появлению локальных уровней между нижней зоной и зоной проводимости. Поэтому электрон, попавший на этот уровень, и “дырка” в нижней зоне оказываются пространственно разделенными, что существенно уменьшает вероятность их рекомбинации и приводит к аномально большому времени высвечивания.

В последующих работах Д. И. Блохинцев подробно развил эту идею, в частности с помощью своеобразных методов теории нелинейных уравнений исследовал кинетику фосфоресценции, первый объяснил экспериментально наблюдаемый ход высвечивания по времени. Эти работы нашли прямое приложение в технике ламп дневного света и других люминесцирующих источников света и весьма помогли экспериментаторам. Эти идеи Д. И. Блохинцева нашли дальнейшее развитие в работах Джонсона в 1939 г. и в работах Зейтца и Мотта.

Далее Д. И. Блохинцев обращается к эффекту выпрямления тока полу-

проводниками и первый находит простое и правильное объяснение этому явлению. Суть его объяснения состоит в том, что вблизи контакта двух полупроводников градиент электрического поля приводит к появлению объемного заряда, а стало быть, и к изменению электропроводимости. Знак же этого изменения зависит от направления тока, что и обуславливает выпрямляющее действие системы.

Эти и последующие основополагающие работы Д. И. Блохинцева, в частности, разработанная им теория гетерополярных и окрашенных кристаллов и теория электрического пробоя диэлектриков, сыграли огромную роль в развитии исследований в области квантовой теории твердых тел и практического использования их результатов.

Уже в ранних работах Дмитрия Ивановича проявилось глубокое понимание сущности квантовой механики, свежесть и смелость взглядов, оригинальность мышления, предвосхитившие дальнейшее развитие физики. Особенно характерна в этом отношении работа по вычислению "смещения спектральных линий, вызванного обратным действием поля излучения", которая по существу содержала теорию лэмбовского сдвига, послужившего началом создания квантовой электродинамики. Она была доложена в 1938 г. на семинаре в Физическом институте АН СССР и сдана в 1938 г. в редакцию ЖЭТФ. Полученная Д. И. Блохинцевым формула для лэмбовского смещения, ставшая знаменитой, отличается от формулы Г. Бете лишь числовым множителем, появившемся в 1948 г. вследствие ультрафиолетового обрезания. К сожалению, это важнейшее открытие не было тогда опубликовано в ЖЭТФ. Других возможностей для публикации не оказалось. Эта работа была опубликована лишь в 1958 г. в трудах Д. И. Блохинцева, хотя результаты ее были изложены ранее в обзоре Я. А. Смородинского (УФН, 1949, т. 39, вып. 1, с. 325).

В 1935 году, в возрасте 27 лет, Д. И. Блохинцев избирается профессором кафедры теоретической физики МГУ. С 1926 г. и до последних дней жизни его деятельность неразрывно связана с физическим факультетом МГУ, где Д. И. Блохинцев заведовал кафедрой ядерной физики и подготовил многие поколения специалистов, необходимость в которых остро ощущалась в нашей стране.

Блестящие лекции и семинары выдающегося педагога Д. И. Блохинцева (в течение более 50-ти лет) по квантовой механике и другим курсам на всю жизнь остались в памяти студентов, аспирантов и всех тех, кому посчастливилось их слушать. По его учебникам и книгам будет обучаться еще одно поколение студентов в мире. Незабываемы его доклады и выступления на методологическом семинаре физического факультета, участником и руководителем которого он был до самых последних дней своей жизни. Пора-

жала широта таланта Дмитрия Ивановича. Физик-теоретик, он обладал способностью глубоко разбираться в технических тонкостях и блестяще решать чисто инженерные вопросы.

Д. И. Блохинцев был инициатором-организатором НИИЯФ физического факультета МГУ и создателем филиала МГУ, филиала НИИЯФ МГУ и филиала Московского института радиотехники, электроники и автоматики в Дубне, а в Обнинске (в 1950-х годах) — вечернего отделения Московского инженерно-физического института, затем при ФЭИ — филиала МИФИ с дневным отделением, преобразованным в Обнинский институт атомной энергетики (где Д. И. Блохинцев читал многие курсы), задачи которых — приближение студенческой аудитории к лаборатории исследователя. Здесь студенты и аспиранты могли учиться непосредственно в атмосфере научного поиска, активно участвовать в формулировке и разработке новых направлений. Такой пример организации учебного процесса на базе крупнейших исследовательских центров был новаторским и чрезвычайно важным для повышения уровня образования и доказал свою эффективность за прошедшие 40 лет. Д. И. Блохинцев предвосхитил программу перестройки образования.

Дмитрий Иванович очень любил студенческую аудиторию: на каждую лекцию шел как на праздник, передавая эстафету знаний молодым. Он был частым гостем в студенческом общежитии, другом и наставником молодых, вдохновлял на бескорыстное служение науке, на свершения, на гармоничное развитие личности.

Среди его учеников много известных ученых, вносящих достойный вклад в развитие науки.

Д. И. Блохинцевым созданы и прочитаны многие фундаментальные теоретические курсы, среди которых особо следует выделить его знаменитый курс "Основы квантовой механики", который стал первым в мире университетским учебником, вошедшим в золотой фонд мировой науки и выдержавшим с 1944 года 24 издания: шесть изданий в СССР и 18 в других странах мира на девяти языках. На нем воспитано не одно поколение студентов-физиков. Причина столь широкого признания книги в том, что она написана столь ясным языком, как с физической, так и с математической, методологической точек зрения, что доступна не только студентам-физикам, но химикам и инженерам, что особенно было важно в эпоху освоения атомной энергии, когда квантовая техника становилась инженерной наукой. Большое внимание учебник уделяет методологическим основам квантовой механики, их последовательной трактовке, ее связи с классической теорией. За труды по квантовой механике Д. И. Блохинцеву была присуждена Государственная премия СССР (1945 г.).

Обобщением дальнейших исследований Д. И. Блохинцева по квантовой механике являются его монографии: "Принципиальные вопросы квантовой механики" (М.: "Наука", 1966, 1987 г.) и "Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам" (М.: "Атомиздат", 1981; "Изд-во МГУ", 1988 г.), в которых Д. И. Блохинцев заполнил все пробелы в "московском" понимании квантовой механики, дополнив ее теорией измерений и ее математическим аппаратом.

С 1935–1950 гг. Д. И. Блохинцев, наряду с научно-преподавательской деятельностью в МГУ, работает в Физическом институте им. П.Н.Лебедева АН СССР. В эти же годы Д. И. Блохинцев является и членом Ученого совета и научным консультантом Физического института АН УССР, где он руководит работами молодых украинских физиков. После освобождения Киева от фашистов Д. И. Блохинцев с первых же дней принимает активное участие в восстановлении науки на Украине.

В послевоенные годы внимание Дмитрия Ивановича было сосредоточено на принципиальных вопросах квантовой механики. Эта его деятельность продолжалась до конца жизни. Д. И. Блохинцев устанавливает соответствие между квантовым описанием системы частиц в фазовом пространстве и классической функцией распределения частиц, при этом, в частности, выявляет невозможность непосредственного переноса в классику квантового условия, выражающего неразличимость одинаковых частиц.

Д. И. Блохинцев первый вводит понятие "квазивероятности" (1940 г.) — основу связи квантовой и классической теории — к которому много позже пришел и Дирак.

Д. И. Блохинцев устанавливает, что дифракционная картина не всегда дает возможность однозначного суждения о форме наблюдаемого объекта, что различные формы объектов могут давать сходные дифракционные картины; впервые показывает, что с помощью электронного микроскопа можно, при некоторых условиях, видеть атом. Он первый показывает, что, несмотря на обратимость времени, "принцип детального баланса" может и не соблюдаться в современной теории.

Д. И. Блохинцев — автор концепции квантовых ансамблей. На основе этой концепции он первым дал объективную трактовку волновой функции как характеристики максимально упорядоченного ансамбля. Такой подход, обладая большой эвристической силой, помогает устранить ряд внутренних противоречий в традиционной интерпретации квантовой механики, естественно включает в квантовую механику теорию измерений, и устанавливает тесную связь между квантовой механикой и статистической физикой. Эта концепция "московской школы" отводит более скромную роль наблюдателю и подчеркивает всюду объективный характер квантовых ан-

самблей и управляющих ими закономерностей. Он первым осознал особую роль классического прибора в квантовой механике как неустойчивого состояния макроскопической системы и тем самым исключил наблюдателя из формулировки ее основ. Тем самым им был сделан важнейший шаг в преодолении барьера, поставленного авторитетом Нильса Бора, считавшего, что нет смысла объединять измерительный прибор с микроскопической системой, так как тогда потребуется классический прибор для изучения объединенной системы.

Работы Д. И. Блохинцева сыграли огромную роль в выработке методологических основ современной квантовой теории. В Предисловии к своей книге "Основы квантовой механики" (М.: "Наука", 5-е издание, 1976) он писал: "Я всегда придавал большое значение правильной методологии, без владения которой даже самый отличный ум приобретает оттенок ремесленничества. Поэтому материалистическая методология где явно, где менее явно пронизывает всю книгу".

Особенно подробно на этих вопросах Д. И. Блохинцев останавливается в своих монографиях: "Принципиальные вопросы квантовой механики" и "Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам".

В годы войны Д. И. Блохинцев почти полностью переключается на работу по оборонной тематике в области акустики и вскоре становится ведущим специалистом в этой области, создателем акустики неоднородных и движущихся сред.

Исходя из уравнений газогидродинамики, Д. И. Блохинцев получает уравнения акустики для самого общего случая (уравнения Д. Блохинцева), на основе которых он выводит ряд акустических законов (законы Д. Блохинцева), объясняет и рассчитывает разнообразные акустические явления в движущихся и неоднородных средах (в том числе турбулентных), касающихся, с одной стороны, механизма генерации шума, а с другой — методов и средств его приема. Сюда относятся, в частности, излучение звука пропеллеров, распространение звука в турбулентной среде, возбуждение резонаторов потоком и методы снижения такого возбуждения, ветрозащита приемников звука от крупно- и мелкомасштабных флуктуаций набегающего потока и ряд других, составляющих основу теории акустического перехвата самолетов и подводных лодок. Д. И. Блохинцев ввел закон влияния резонатора на излучение источника звука, закон вихревого звукообразования и возбуждения звучания резонатора потоком воздуха.

Д. И. Блохинцевым сформулированы уравнения геометрической акустики.

Основу новой акустики составляет и важнейшая общая "формула Д. Блохинцева для эффекта Доплера" и установленные Д. И. Блохинцевым необ-

ходимые условия для существования этого эффекта: изменение амплитуды A звука должно происходить достаточно медленно по сравнению с изменением частоты. "Обобщение на движущиеся жидкости, однако, нетривиально и впервые было успешно сделано Блохинцевым. Его заключения, которые никогда не были очень хорошо известны, совсем удивительны, в особенности в отношении связи фактора Доплера со средними потоками энергии", — сказал сэр Джема Лайтхил на Международной школе физиков в 1972 г. Д. И. Блохинцев сформулировал теорему, определяющую условие, необходимое и достаточное для генерирования звука при движении тела в жидкости или при движении самой жидкости. Дальнейшее развитие этого вопроса привело к выводу о том, что в основе всякого излучения, в том числе акустического, лежат явления, аналогичные эффекту Вавилова — Черенкова. Идеи Дмитрия Ивановича Блохинцева, подчеркнувшего единство физических представлений аэродинамики, акустики и электродинамики, положили начало весьма плодотворной акустико-электродинамической аналогии, и стали основой новой теории генерации звука и многих технических приложений.

Д. И. Блохинцев ввел чрезвычайно плодотворное понятие о псевдозвуке как явлении, обладающем формальными признаками звука, но не являющимся акустическим процессом. В отдельных своих проявлениях псевдозвук он отождествляет с волнами Релея или с френелевской зоной излучения в электродинамике (хотя и не сводит к этим явлениям).

Работы Д. И. Блохинцева по акустике явились теоретической основой в решении проблемы борьбы с шумами в самом широком их диапазоне, начиная от шума комнатного кондиционера, до шума, производимого истечением газовых струй из двигателей космического корабля. Он сформулировал принципы оптимизации параметров глушителей шума силовых установок самолетов, получивших широкое практическое применение при создании нового поколения малозумных пассажирских самолетов; решил актуальную задачу о шуме воздушных винтов самолетов, вертолетов и подводных лодок.

Д. И. Блохинцев еще до 1946 г. первым решил задачу о работе приемника звука, движущегося со сверхзвуковой скоростью, а следовательно, о физических характеристиках звуковой волны, прошедшей через ударную головную волну, впервые в мире обнаружил, что за ударной волной, помимо усиленной по амплитуде акустической волны, распространяется волна, в которой имеют место изменения энтропии и плотности, но нет изменения давления. Эта волна, переносимая со скоростью среды, была им названа "энтропийной". Это открытие было сделано на 12 лет раньше публикаций по этому вопросу за рубежом.

"Совокупность работ Д. И. Блохинцева по акустике, — писал академик Н. Н. Андреев, — представляет существенный и крупный вклад в наименее разработанные ее области; общие результаты, полученные им, являются исходными точками для дальнейших работ более частного характера". За работы по акустике Д. И. Блохинцев награжден Орденом Ленина (1946 г.). Некоторые работы вошли в его монографию "Акустика неоднородной и движущейся среды" (М.: "Наука", 1946 г. и 1981 г.), изданной дважды в СССР и дважды за рубежом.

Интересна судьба этой книги. Уже к концу войны все специалисты отдавали должное ее теоретическому уровню, но многие не видели ее практической ценности. Однако уже в начале 50-х годов в связи с бурным ростом скоростей реактивной авиации и увеличением аэродинамического шума и промышленных шумов вдруг обнаружилась исключительная перспективность изложенных в ней идей в десятках направлений. С 1946 г. ни одна отечественная или зарубежная работа в области физики шума турбулентного пограничного слоя, возникающего на фюзеляжах современных лайнеров, или шума реактивных струй их двигателей, не обходится без ссылок на основополагающие труды и книгу Д. И. Блохинцева, как на основу новой акустики. Более того, "Аэроакустика" Мэрвина Е. Голдстейна (перевод с англ., М.: Машиностроение, 1981 г.) построена в форме развития положений работ Д. И. Блохинцева.

"Книга Д. И. Блохинцева, — как пишут профессора В. С. Петровский и Е. М. Жмулин, — вошла в Золотой фонд мировой науки, стала классикой большого интенсивно развивающегося раздела физики, а имя Д. И. Блохинцева — пионера аэроакустики, будет внесено в историю советской науки и техники".

В последние дни жизни Д. И. Блохинцевым были сделаны дополнения к книге и выведены важнейшие уравнения распространения и генерации звука потоком.

В 1945 году Д. И. Блохинцев назначается заместителем И. В. Курчатова, возглавлявшего организацию, занимающуюся атомными проблемами в СССР, участвует в создании и расчетах важных государственных проектов, в овладении атомной энергией, жизненно важной для нашей страны, руководит большими научными коллективами и проектами, активно участвует в создании атомной науки и техники.

И. В. Курчатов увидел в выдающемся физике-теоретике талант крупного организатора и инженера-исследователя, изобретателя. С тех пор имя Д. И. Блохинцева неразрывно связано с историей мирного атома. Вместе с Курчатовым Блохинцев стал инициатором создания Первой в мире атомной электростанции СССР (Обнинск). Игорь Васильевич ока-

зал большое влияние на формирование Д. И. Блохинцева как руководителя крупнейших научно-технических проектов, способного сплотить коллектив и вдохновить его на выполнение государственных заданий.

В своей книге "Рождение мирного атома" Д. И. Блохинцев писал, что ему "выпало счастье участвовать в великой эпопее создания советской атомной энергетики".

В 1947 г. Дмитрий Иванович Блохинцев создает научную лабораторию в Обнинске и становится ее директором и научным руководителем.

В 1950 г. он назначается первым директором и научным руководителем созданного им Физико-энергетического института в Обнинске, а в 1951 г. и научным руководителем 16-го раздела Сводного плана научно-исследовательских, опытных, проектных и конструкторских работ, по созданию и пуску Первой в мире АЭС СССР (работ по агрегату АМ — АТОМ МИРНЫЙ).

"Вы стали активнейшим создателем и организатором советской атомной физики и ядерной энергетики, науки и техники. С Вашим, Дмитрий Иванович, именем и трудом, — писали академики А. П. Александров, Е. П. Велихов, А. А. Логунов, Г. К. Скрябин, — связаны Первая в мире атомная электростанция, сыгравшая огромную роль в деле использования атомной энергии, Импульсные реакторы — ИБР, развитие теории быстрых реакторов. Вами проделана огромная научная и организаторская работа на посту первого директора Физико-энергетического института в г. Обнинске. Велики Ваши заслуги в создании и развитии Объединенного института ядерных исследований как ведущего института в области ядерной физики и физики высоких энергий стран социалистического содружества".

Д. И. Блохинцеву принадлежат физические расчеты реакторов Первой в мире АЭС. Он является инициатором, участником и научным руководителем не только в поисковых работах по АЭС, но и по осуществлению кипения воды в реакторах и подготовительных работах по освоению режимов перегрева пара в реакторе. В середине 1954 г. Первая в мире АЭС дала ток. Почти 40-летний период успешной безаварийной ее эксплуатации подтверждает правильность и надежность сделанного Д. И. Блохинцевым выбора типа реактора и основных параметров Первой в мире АЭС. За эту работу Д. И. Блохинцев удостоен Ленинской премии СССР (1955 г.).

Доклад Д. И. Блохинцева о Первой в мире атомной электростанции СССР в Обнинске был основным докладом на Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве (1955 г.) и вызвал бурю незапланированных оваций.

В последующие годы Д. И. Блохинцев проводит расчеты, дает их методологию и осуществляет научное руководство разработкой проекта и

сооружения первых в Европе реакторов нового типа — перспективных в промышленном отношении реакторов на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем. Сейчас такие реакторы уже эксплуатируются и на других атомных электростанциях. Он разрабатывает и эффективные методы расчетов реакторов на медленных и промежуточных нейтронах.

В 1954 г. под научным руководством Д.И.Блохинцева были начаты работы по исследованию возможности создания ядерного ракетного двигателя (заявке присвоен приоритет №1536956 от 10.06.71 Всесоюзного НИИ государственной патентной экспертизы). Проект был принят правительственной комиссией, Д.И.Блохинцев награжден Правительственной премией, которую Дмитрий Иванович передал в фонд детских домов. За выполнение важных государственных заданий по созданию атомной энергетики Д. И. Блохинцев удостоен Золотой Звезды и звания Героя Социалистического Труда (1956 г.).

Реакторы привлекли внимание Д. И. Блохинцева не только как основа энергетических установок, но и как интенсивный источник нейтронов для самых разнообразных научных исследований. Д. И. Блохинцев — автор выдающегося изобретения (1955 г.) — импульсных быстродействующих реакторов (ИБР-1, ИБР-30, ИБР-2), давших начало принципиально новому поколению мощных импульсных источников нейтронов. Мощность импульса таких реакторов при весьма малой средней мощности не уступает самым мощным реакторам постоянного действия. Первый реактор такого типа — ИБР-1 был сооружен и пущен в Дубне (1960 г.) в Лаборатории нейтронной физики по инициативе и под научным руководством, при непосредственном участии Д. И. Блохинцева. "Хотя в этой работе участвовали многие специалисты, — вспоминал И. М. Франк, — но от возникновения идеи и до осуществления ее в Дубне этот реактор был детищем Дмитрия Ивановича". (Д. И. Блохинцев часто называл его своим "приданным").

"Я восхищен мужеством людей, решившихся на сооружение такой замечательной установки", — сказал Нильс Бор, посетивший Дубну в 1962 г.

Руководимая Дмитрием Ивановичем группа по проектированию, сооружению и пуску ИБР-1 состояла в основном из сотрудников Физико-энергетического института. В результате многолетней работы этот реактор зарекомендовал себя как агрегат для исследований в ядерной физике, физике конденсированных сред и элементарных частиц. За эту работу Д. И. Блохинцев был удостоен Государственной премии СССР (1971 г.).

"Реакторы типа "ИБР", имея малую среднюю мощность, почти не расходуют дорогое атомное топливо — плутоний, в то время как реактор во Франции, в Гренобле, предназначенный примерно для тех же целей, требует перегрузки атомного топлива каждые три недели. Реактор же ИБР

может работать многие годы на одной, первоначальной загрузке, к тому же много меньшей, чем загрузка реактора с постоянным потоком нейтронов. В ИБРах атомный взрыв полностью исключен. По существу это аппарат, производящий маленькие взрывы тысячи раз в минуту. Опыта управления ИБРом еще не было. Беспокоили флуктуации ядерной реакции, опасность перехода из микромира в макромир. Да и в самом деле одно время казалось, что умопомрачительный хаос микромира вот-вот ворвется в мир порядка, в макромир, и разрушит наши планы, а может быть и нас самих”, — писал Д. И. Блохинцев в своей книге “Рождение мирного атома” (М., Атомиздат, 1977г.).

В последующие годы Д. И. Блохинцев был автором и научным руководителем проекта, сооружения и пуска более совершенного и мощного реактора ИБР-2, руководил его физическим пуском (1977 г.) и до последних дней своей жизни (1979 г.) — подготовкой его к энергетическому пуску. Это последнее детище Дмитрия Ивановича Блохинцева обеспечивает интенсивные исследования в физике конденсированных сред и атомного ядра, элементарных частиц и молекулярной биохимии интернационального коллектива ученых Объединенного института ядерных исследований в Дубне.

Средняя мощность ИБР-2 превзойдет среднюю мощность ИБР-30, а в отдельных импульсах она возрастет до колоссальных значений — около 700 000 кВт! В нем нет ограничений предела потока нейтронов.

”ИБР-2, в создание которого Дмитрий Иванович вложил так много труда, по своему импульсному потоку превосходит в несколько раз все, чем располагают физики в других странах, — вспоминал И. М. Франк. — В этой деятельности у Д. И. Блохинцева проявились такие особенности характера, которые довольно редко сочетаются в одном человеке. Он умел трезво оценить ситуацию, никогда не приуменьшая трудностей и даже, пожалуй, их подчеркивая. Вместе с тем, он обладал удивительным оптимизмом и находчивостью, позволявшими ему предлагать оптимальный выход из трудных положений. При этом его исключительно точное и меткое остроумие поддерживали бодрость и облегчали работу коллективу”.

Д. И. Блохинцев был организатором и научным руководителем Объединенного института ядерных исследований (в Дубне). В 1956 г. Комитет Полномочных Представителей одиннадцати стран единогласно избрал Д. И. Блохинцева первым директором этого международного центра. Д. И. Блохинцев разработал Устав и структуру этого центра.

”Внутренний дар Дмитрия Ивановича находить правильные подходы к решению проблем Международного сотрудничества и его дипломатические способности, — вспоминает В. П. Джелепов, — заметил в нем зоркий глаз И. В. Курчатова, обладавшего удивительным умением видеть в людях под-

час еще не открывшуюся способность выполнить то или иное крупное и высоко ответственное дело. Это Игорь Васильевич рекомендовал избрать Дмитрия Ивановича первым директором нашего Международного ядерного центра в Дубне — Объединенного института ядерных исследований. Все мы, работавшие с Дмитрием Ивановичем и в период, когда он был директором Института, и позднее, когда руководил работой Лаборатории теоретической физики Института, с большой теплотой вспоминаем эти годы”.

К работе в ОИЯИ были привлечены крупные ученые Советского Союза и социалистических стран. В дополнение к двум существовавшим в Дубне лабораториям: Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории высоких энергий, были созданы четыре новые Лаборатории: Лаборатория ядерных реакций, Лаборатория нейтронной физики, Лаборатория теоретической физики, Лаборатория вычислительной техники и автоматики, причем последние три — по инициативе Д. И. Блохинцева. Д. И. Блохинцев инициировал и создание в Дубне Центральных экспериментальных мастерских ОИЯИ.

За период пребывания Д.И.Блохинцева на посту директора и научного руководителя ОИЯИ (1956–1965 гг.) Институт окончательно оформился организационно, превратился в крупнейший международный научно-исследовательский центр, завоевавший своими научными исследованиями высокий авторитет и международное признание, стал кузницей научных кадров социалистических стран. В последующие годы (1965–1979 гг.) Д. И. Блохинцев — директор Лаборатории теоретической физики Международного Объединенного института ядерных исследований, а также научный руководитель проектов, сооружения и пуска импульсных реакторов, его детищ. Д. И. Блохинцев внес также огромный личный научный вклад в обеспечение мирового научного авторитета Дубны.

”Д. И. Блохинцев сделал огромный вклад в развитие ОИЯИ и мировой науки. Этот вклад будет и останется до скончания мира”, — писал Председатель государственного комитета по Атомной энергии КНДР Тсой Пак Гун.

”Профессор Блохинцев внес выдающийся вклад как в физику, так и в развитие научного сотрудничества между Советским Союзом и Францией”, — писали Фан Фоко и Луи Жоно из Национального института и Института ядерной физики и физики частиц (Франция).

Несмотря на большую организационную работу, Д. И. Блохинцев не прекращает интенсивных научных исследований в области физики элементарных частиц, фундаментальных проблем теоретической физики.

Именно к этому периоду относятся его работы по исследованию про-

странственной структуры элементарных частиц и работы по флуктуациям плотности ядерного вещества.

Еще в 1948 г. в работе "Мезонное тормозное излучение дейтона" Д. И. Блохинцев первым доказал, что при взаимодействии дейтонов с веществом за счет когерентного взаимодействия обоих нуклонов могут рождаться тормозные пионы с энергией, превышающей энергию, приходящуюся на один нуклон дейтона, так называемые кумулятивные мезоны; предсказал рождение "кластеров" в нуклон-ядерных соударениях (образование "субъядер" внутри ядра), выдвинул идею, что атомные ядра образованы временно возникающими внутри них "субъядрами". Соображения о существовании таких "субъядер" подвели Д. И. Блохинцева к объяснению странного явления выбивания из ядер сложных осколков. Дмитрий Иванович утверждал, что "существование компаунд-частиц может быть также ответственным за образование надбарьерных осколков He, Li, Be, возникающих при соударении энергичного нуклона с атомным ядром. Такие компаунд-состояния могут возникать в ядре в результате флуктуаций (конечно, на очень короткое время). Тогда столкновение нуклона с таким кратковременным компаунд-состоянием и может повести к выбиванию тяжелого осколка. Признаком такого состояния "компаунд-частицы" является то обстоятельство, что энергия частиц сосредотачивается в энергии взаимодействия, а не в собственной энергии частиц".

В 1957 г., основываясь на обнаруженных в то время в Дубне группой М. Г. Мещерякова "дейтонных пиках" в реакциях квазиупругого рассеяния протонов высокой энергии на ядрах, Д. И. Блохинцев делает заключение, что причиной их являются флуктуации плотности ядерного вещества — группы стохастически взаимодействующих в ядре частиц, способных как единое целое воспринимать большой импульс и отражать протон назад.

Расчеты вероятности образования таких плотных флуктуаций ядерной материи, проведенные Д. И. Блохинцевым с использованием перекрытия одночастичных функций распределения, объяснили порядок величины эффекта. "Это казалось столь же невозможным, — писал Д. И. Блохинцев, — как и пуле выбить окно, вместо того, чтобы пробить маленькую дырочку". Еще в 60-х годах Д. И. Блохинцев указал на возможность проследить переход от обычного ядерного вещества к адронному веществу, исследуя взаимодействие быстрых частиц с флуктуациями плотности в атомных ядрах, Д. И. Блохинцев писал: "Если данные экспериментов превысят оценки, предсказываемые из общих принципов квантовой механики, базирующиеся на представлении о ядре как о системе взаимодействующих нуклонов, то это будет служить указанием на тот фундаментальный факт, что атомное ядро в "состоянии флуктуации"... не является сложной системой, а

представляет собой одну частицу с массой A , которая, однако, быстро распадается на Z протонов и $A - Z$ нейтронов". Флуктоны и флуктуационная модель Д. И. Блохинцева являются физической причиной кумулятивных частиц, а сами флуктоны — это многокварковые состояния в ядрах — свободные сгустки кварк-глюонной плазмы. Именно им был посвящен последний доклад Д. И. Блохинцева в 1978 г. в Токио на Международной конференции по физике высоких энергий — "О процессах образования адронов на ядрах с импульсами, выходящими за предел области, кинематически разрешенной для соударения с одним покоящимся нуклоном ядра".

Идея флуктонов Д. И. Блохинцева находит все большее подтверждение, особенно в процессах глубоко неупругого рассеяния лептонов на атомных ядрах. Именно эти эксперименты дают наиболее надежные доказательства в пользу того, что ядро состоит не только из протонов и нейтронов, как это было принято считать вплоть до последнего времени, но в значительной степени — из многокварковых флуктонов. Многокварковые флуктоны сейчас стали не только основой для объяснения кумулятивных частиц, но и физической причиной "кора" ядерных сил и многочастичных взаимодействий в ядрах.

Эти работы заложили основы нового направления — релятивистской ядерной физики, изучающей взаимодействия элементарных частиц и ядер высокой энергии с ядрами. Это научное направление перебрасывает мост между физикой элементарных частиц и теорией ядра. Кумулятивный эффект позволяет исследовать ядерное вещество при таких высоких плотностях, которые в природе достижимы, видимо, только в исключительных космических объектах. Тем самым это направление устанавливает связь и с астрофизикой.

Флуктоны и флуктуационная модель Д. И. Блохинцева инициировали в Дубне, в ОИЯИ, ряд экспериментов, сыгравших важную роль в развитии представлений о механизме ядерных процессов при больших пределах импульсов. В течение длительного времени это открытие Д. И. Блохинцева было единственным стимулом и ориентиром для экспериментаторов, так как проблема взаимодействия с малонуклонными системами в условиях высоких передач импульса в то время не только не признавалась актуальной, но, за редким исключением, вообще не привлекала внимания физиков. Сейчас по флуктуационной модели Д. И. Блохинцева работают на многих ускорителях в мире.

В те же годы Д. И. Блохинцев исследует (на основе оптической "эйкональной" модели) структуру нуклонов и устанавливает ее деление на центральную и периферическую части, которым физики пользуются и по сей день, приходит к заключению о доминирующей роли периферических взаимодействий в процессах рассеяния.

В основе цикла работ Д. И. Блохинцева по структуре элементарных частиц лежит утверждение Дмитрия Ивановича о пространственной протяженности элементарных частиц. Еще в 1947 г. Д. И. Блохинцев впервые указал на наличие "керна" внутри нуклона, окруженного пионной оболочкой, предложил и развил "оптическую модель нуклона", разработал теорию применимости этой модели к рассеянию элементарных частиц, дал модельное описание распределения вещества в нуклоне, получил размеры облака и "керна", показал согласованность этой картины с экспериментальными данными по исследованию электромагнитного формфактора нуклона, объяснил нулевой электрический радиус нейтрона, вычислил коэффициент поглощения пионов в нуклонах, построил теорию электромагнитной структуры протона и нейтрона.

Еще в 1950 г. Д. И. Блохинцев первым предложил механизм черенковского излучения использовать для описания множественного рождения мезонов — это его открытие обратило на себя внимание лишь в последнее десятилетие.

Позднее (1957 г.) он показывает противоречивость статистического и гидродинамического подходов к процессам множественного рождения частиц с основными принципами квантовой механики (1957 г.). Сила этой критики все больше начинает проявлять себя сейчас по мере расширения корреляционных и спиновых измерений.

В 1960 г. Дмитрием Ивановичем Блохинцевым была впервые предложена идея и модель существования нескольких вакуумов в квантовой теории поля и спонтанного перехода между ними. Эта его модель интенсивно используется в современных единых теориях элементарных частиц. Д. И. Блохинцев выдвинул "сумасшедшую идею", что более реалистическое понимание физического вакуума дает новые доводы в пользу существования физически выделенной системы отсчета. Развитие такого вакуума, начиная со стадии Великого Взрыва, — основа для эволюционного понимания возникновения элементарных частиц.

В 1957 г. в работе "Когда слабое взаимодействие становится сильным?" (УФН, т. 62, в. 3, с. 381) Д. И. Блохинцев впервые указал на существование так называемого "унитарного предела" в слабых взаимодействиях и указал на рост сечения слабого взаимодействия при высоких энергиях. Это полностью подтвердилось в нейтринных экспериментах на современных ускорителях. Он определил вклад слабого взаимодействия в электромагнитные процессы и указал на границу применимости квантовой электродинамики (1957 г.). Это дало повод американскому экспериментатору В. Панофскому после доклада Д. И. Блохинцева в Беркли (1957 г.) заметить: "Вы, видимо,

работаете для далекого будущего". Через 20 лет, физики подошли к "унитарному пределу". Эти идеи Дмитрия Ивановича реализовались в настоящее время в единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий.

В 1973 г. он предложил и обосновал строительство ускорителей, которые перешагнули бы "унитарный предел", что было одобрено АН СССР.

Большой и важный цикл работ Д. И. Блохинцева посвящен квантовой теории поля, нелинейным и нелокальным теориям, негамильтонову подходу, стохастической геометрии пространства-времени, причинности. Д. И. Блохинцев первым ввел "Г-геометрию" — измерение геометрии микромира. Для нелокальных полей Дмитрий Иванович впервые показал возможность отказа от конечной скорости распространения сигнала "в малом" без существенного нарушения этого фундаментального закона в макромире.

Он предложил принципиально новый подход к нелокальным полям, основанный на его модели стохастических флуктуаций метрики пространства-времени, показал, что вакуумные флуктуации квантовых полей дают существенный вклад лишь в области длин и промежутков времени, определяемых известными масштабами.

"Поражало исключительно образное мышление Д. И. Блохинцева, — вспоминает Г. В. Ефимов — один из учеников Д. И. Блохинцева. — Всякий процесс с элементарными частицами он всегда рассматривал во времени и пространстве. Для меня это было особенно удивительно, потому что в те времена (вторая половина 50-х годов) существовало убеждение, что элементарные частицы должны быть точечными. Для Дмитрия Ивановича, однако, элементарные частицы представлялись как распределение вещества в пространстве с зарядом и током. И что удивительно: те расчеты, которые он делал на основе таких представлений приводили к тем же ответам, что и в квантовополевой теории. Эта образность мышления, способность представить, как протекают в пространстве процессы взаимодействия частиц, вели Д. И. Блохинцева к убеждению, что трудности квантовой теории поля, связанные с представлением о точечности взаимодействия, являются следствием именно этого идеализированного представления".

Исследуя существенно-нелинейные поля, Д. И. Блохинцев приходит к важному заключению о том, что понятие точечных координат теряет смысл и требует изменения геометрии микромира, если спектр масс частиц оказывается ограниченным сверху, показывает, что трудности современной теории связаны с неправильными геометрическими представлениями при описании взаимодействий элементарных частиц на малых расстояниях, дает глубокий подробный анализ этих трудностей и излагает ряд новых направлений, связанных с различными модификациями пространственно-временных состояний.

Д. И. Блохинцев первым показывает, что объединенная геометрия пространства-времени позволяет рассматривать соседство событий не только в пространстве, но и во времени. Поэтому оказывается возможным положить в основу упорядочения событий причинность, т.е. форму генетической связи между событиями.

Наглядная физическая картина протекания всякого взаимодействия элементарных частиц в некотором пространственном объеме и привела Д. И. Блохинцева к идее нелокальной квантовой теории поля как к естественному обобщению существовавших тогда квантовых представлений.

Сопоставляя область очень больших масштабов — космические пространства (космологию) и область очень малых масштабов — мир элементарных частиц, выполнив глубокий анализ проблем пространства, времени, причинности возникающих в микрокосмосе, Д. И. Блохинцев утверждал, что пространственно-временные отношения должны радикально измениться в области столь малых масштабов, которые характерны для мира элементарных частиц.

Эти вопросы нашли свое отражение в книге Д. И. Блохинцева "Пространство и время в микромире", (М.: "Наука", 1970, 1982 гг.), многократно переизданной за рубежом.

Немало времени было отдано Дмитрием Ивановичем Блохинцевым поискам негамильтонова S -матричного метода в теории поля, который заменил бы традиционный гамильтонов формализм. Д. И. Блохинцев первым предложил конкретный математический аппарат такого негамильтонова метода (1946 г.), основанного на введении им нового понятия "элементарной матрицы рассеяния". Этот аппарат дал результаты, совпадающие с приближениями обычной релятивистски-инвариантной теории возмущений. Это был существенный шаг в развитии квантовой теории поля.

Творческая активность Дмитрия Ивановича не угасала до самых последних дней его жизни. В последние годы он снова вернулся и к вопросам теории твердого тела, исследуя проблему аномально малого времени удержания, хранения ультрахолодных нейтронов (УХН), первым поставил и решил вопрос о характере взаимодействия УХН со стенкой сосуда, провел ряд расчетов и на основе полученных им строгих уравнений первым предложил простой механизм объяснения этого эффекта — нагревания УХН за счет столкновения их с адсорбированным в поверхностном слое водородом, который находит все большее экспериментальное подтверждение. В частности, получены новые данные по температурной зависимости времени хранения УХН, которые блестяще согласуются с расчетами, учитывающими влияние адсорбированного водорода. Важным подтверждением

идей Дмитрия Ивановича явилось наблюдение увеличения времени хранения УХН в сосуде после напыления на его поверхность слоя тяжелой воды D_2O толщиной 2000 Å, который обеспечил действительно чистую поверхность и позволил получить достаточно большое время хранения УХН, сравнимое с временем β -распада нейтронов. Таким образом, окончательно подтвердилось открытие Д. И. Блохинцева о водородном загрязнении стенок сосудов для хранения ультрахолодных нейтронов. Д. И. Блохинцев отмечал: "Мне удалось создать теорию "гибели ультрахолодных нейтронов", основанную на влиянии медленных движений кристаллической решетки на состояние нейтронов, как элементарной частицы". Это имеет огромное фундаментальное и прикладное значение, так как может быть использовано для исследования твердых тел и особенно их поверхностей.

Д. И. Блохинцев работает над одной из наиболее сложных проблем современной теории — проблемой удержания кварков и предлагает оригинальную гипотезу причины этого явления. Он предлагает кварковую модель адрона, базирующуюся на стохастической G -геометрии и позволяющую рассматривать связанные кварки как свободные когерентные частицы. В 1978 г. Д. И. Блохинцев рассматривает следствия предположения о квантовании пространства для кинематики кварков; показывает, что существуют только две упорядоченные в пространстве структуры из двух или трех частиц. На этой основе он предлагает геометрическую интерпретацию цвета кварков.

В докладе 1978 г. Д. И. Блохинцев писал: "Возникает возможность существования "экзотических" частиц и возможность образования "флюктуонов"—кварковых систем с большим числом кварков. Видимо, такого рода образования обнаруживаются в кумулятивных эффектах".

В работе 1974 г. "Кварковый вакуум, адроны и лептоны" Д. И. Блохинцев рассмотрел систематику частиц, основанную на представлении о кварковом вакууме, первым предложил кварковую вакуумную модель, которая позволяет адронам и лептонам объединиться в единую физическую картину. Эта унификация основана на аналогии с твердотельным кристаллом, и роль атомов кристаллов играют кварки u , d и s , т.е. вакуум уподобен кристаллу со свободными атомами. Физические частицы рассматривал Д. И. Блохинцев как возбуждения кваркового вакуума. Существенно, что эта схема совместима с гомогенными изотропными требованиями, налагаемыми пространственно-временными соотношениями специальной теории относительности.

В работе 1975 г. "О собственной массе лептонов" Д. И. Блохинцев вычислил собственные массы заряженных лептонов в предположении, что одно нейтрино имеет массу, отличную от нуля. Расщепление масс заряженных лептонов оказывается малым.

Теория гравитации с ранних лет привлекала Д. И. Блохинцева. Еще в 1932 г. им была высказана гипотеза о излучении при β -распаде нейтрона кванта гравитационного поля — "гравитона". Эти гравитоны, — писал Д. И. Блохинцев, — должны подобно квантам света обладать массой только в состоянии движения со скоростью света. Они не несут электрического заряда. С этой точки зрения они схожи с введенными Ферми нейтрино". Хотя эксперименты и не подтвердили этой гипотезы, но, по свидетельству Г. Е. Горелика, это было первое употребление термина "гравитон".

В последние годы мысли Д. И. Блохинцева постоянно обращались к "Великому Взрыву" в космологии, породившему нашу Вселенную. Анализируя модель Фридмана, Д. И. Блохинцев пришел к открытию, что видимая часть нашей Вселенной не могла образоваться в пределах четырехмерного мира, и предложил гипотезу о существовании более обширного, Метапространства M_n , где $n > 4$, в котором свободно движутся и соударяются "Метатела" и "Антитела". По оригинальной гипотезе Д. И. Блохинцева и наша Вселенная образовалась при столкновении таких Метател. Из этой гипотезы вытекает важное следствие — возможность залета Метател из Метапространства в наш, четырехмерный мир, и тем самым — возникновение взрывов большой энергии. Возможно, и эти "еретические" идеи Д. И. Блохинцева ожидают хорошее будущее.

Д. И. Блохинцев всегда проявлял большой интерес к философии и методологии науки. Особенно большое значение Дмитрий Иванович придавал принципиальным основам квантовой теории, ее материалистической интерпретации и методологии науки. Д. И. Блохинцев помогает своей методологией выйти за границы общепринятых представлений, расширяет наше сознание и делает человека нравственно свободным от стереотипов прошлого, от догматизма. Не раз приходилось ему отстаивать в дискуссиях идеи диалектического материализма, как перед его противниками, так и перед его примитивными защитниками. Много внимания им было уделено борьбе за закон сохранения энергии как основу материалистического естествознания, за материалистическое понимание теории относительности и современной атомистики. Так, в своей книге "Что такое теория относительности" Д. И. Блохинцев дает не только максимально доступное изложение этой теории, но и первое правильное ее освещение, на основе диалектического материализма. Особое значение он придавал таким своим работам, как "Ленин и физика", "О соотношении прикладных и фундаментальных исследований", где, основываясь на особенностях человека как биологического вида: а) любознательности, б) расширенной передаче информации от поколения к поколению, которая обусловила отрыв человека от остального

живого мира, в) потребности в эмоциональном контакте с внешним миром, Д. И. Блохинцев приходит к важному заключению о неизбежности преимущественного роста активности людей в производстве идей, дает основную формулу современной научно-технической революции. Важными и интересными являются труды Д. И. Блохинцева "Очерки по гуманистическому материализму", "Две ветви познания мира — наука и искусство".

"Я никогда не отделял мировоззрения от науки, особенно от теоретической физики", — писал Д. И. Блохинцев

Философские и методологические труды Д. И. Блохинцева отражают своеобразный путь крупнейшего естествоиспытателя к диалектическому материализму, его целостное мировосприятие, которого так не хватает современным исследователям.

Д. И. Блохинцев глубоко исследовал возможность вероятностного описания мира. В какой степени наш мир вероятностен по своей природе? Каково соотношение детерминированного и вероятностного начала? Какова антология Случая Изобретательства? В какой степени справедливо мнение о том, что само представление о вероятности привносится только наблюдением? Существовали ли культуры, мировоззрение которых было в большей степени вероятностно ориентировано, чем "западное"? Какова эволюция Вселенной? Он изучал многие культуры, особенно Древней Индии. Культура Древней Индии для Д. И. Блохинцева представляла особый интерес, с ее открытостью к вероятностному восприятию реальности, хотя самого понятия "вероятность" в этой культуре не существовало. Из индийской философии он усвоил "карму", "лилу" и "брахму". Д. И. Блохинцев писал: "В своих работах по квантовой механике, особенно в последние годы, я все отчетливее противопоставляю детерминистическое описание физических явлений вероятностному. Для многих будет откровением тот факт, что философам Древней Индии такой подход был бы более понятен, нежели лапласовский детерминизм, ограниченность которого мы теперь понимаем. Надо сказать, что с некоторого времени я начал просто ненавидеть голый детерминизм, так как я его совершенно не вижу в реальной жизни: детерминизм в его классической форме уподобляет мир часовому механизму, исполненному с неограниченной точностью (это опять абстракция!). Я показал, что квантовая механика может рассматриваться как обобщение классической статистической механики. Чистый выигрыш от этого: теория измерений в квантовой области стала предметом расчета. Вместе с тем парадоксальное изменение волновой функции при измерении, она скачком меняется $\psi \rightarrow \varphi$, стало предметом вычислений. Мною показано, что микроявления способны порождать макроявления, если в макромире создается неустойчивая ситуация. Такая ситуация, в частности, возникает всегда в

измерительных приборах, предназначенных для измерений над микро-квантами. Было мною показано (точнее: показано, как оставаясь в рамках квантовой механики, можно вычислить явления, связывающие микро- и макро-явления), что в этом случае происходит нечто вроде взрыва (пробегает искра, вскипает пузырек в перегретой жидкости и т.п.). При этом всегда идет розыгрыш, полностью недетерминированный. Например: состояние микросистемы описывается волновой функцией $\Psi = a\Psi_1 + b\Psi_2$. Частичные состояния Ψ_1 и Ψ_2 могут породить в макромире явления A и B , с вероятностью $|a|^2$ и $|b|^2$, соответственно. Исключить же статистику из квантовой механики невозможно, это относится к «лиле».

Присущий Д. И. Блохинцеву дар предвидения проявлялся не только в его научных и философских, методологических работах, но и в организации им международных научных конференций, совещаний, в частности, совещаний по нелокальной квантовой теории поля (которые по существу, были совещаниями по фундаментальным проблемам теории поля) в период ее почти полного отрицания, именно в то время, когда нужно было обладать даром провидения, чтобы предвидеть резонанс от тех идей в теоретической физике, которые доминируют в настоящее время. Д. И. Блохинцев был бессменным Председателем этих уникальных совещаний в 1964–1979 гг.

В соответствии со своим пониманием творческой деятельности, Дмитрий Иванович предлагал такую организацию научного совещания, которая давала бы его участникам как можно больше досуга (не отдыха, а досуга — в том смысле этого слова, какой в него вкладывали древние греки и которого так мало в современной жизни). Он считал, что полезно не только слушать доклады, но еще полезнее беседовать с интересными собеседниками, которых редко видишь.

Конференции и совещания, инициированные и организованные Дмитрием Ивановичем Блохинцевым и под его председательством, тщательно им спланированные и продуманные, давали участникам возможность максимальной самоотдачи. В этом одна из причин неуклонного роста их популярности и авторитета.

Д. И. Блохинцеву принадлежит главная роль в установлении первых научных обменов между ЦЕРНом (Женева) и ОИЯИ (Дубна), в организации многих Международных конференций и симпозиумов, в том числе Rochesterских конференций — крупнейших конференций по физике высоких энергий.

Профессор Блохинцев играл ведущую роль в установлении первых научных обменов между Объединенным институтом и ЦЕРНом, — писал Дж. Б. Адамс и Л. Ван Хов, — которые открыли путь для дальнейшего сотрудничества между ЦЕРНом и многими исследовательскими институтами

Советского Союза. Мы помним его значимый вклад в международные конференции и первые симпозиумы типа Рижского, инициированные ОИЯИ и ЦЕРНом”.

Д. И. Блохинцев был выдающимся государственным и общественным деятелем; Научным советником Научного Совета при Генеральном секретаре ООН, вице-президентом (1963–1966 гг.) и Президентом (1966–1969 гг.) Международного Союза чистой и прикладной физики (ИЮПАП, ЮНЕСКО, ООН), Председателем Исполнительного комитета ИЮПАП, ЮНЕСКО, ООН, экспертом по Нобелевским премиям, членом комитета по Ленинским и Государственным премиям при Совете Министров СССР, членом Высшей Аттестационной комиссии при Совете Министров СССР, членом многих государственных комиссий, Ученых Советов и Редколлегий, руководителем многих делегаций ученых, председателем многих Международных научных конференций и основным докладчиком на них, членом Советского Комитета Защиты Мира, делегатом XXII Съезда КПСС.

Общественная деятельность Д. И. Блохинцева, активного борца за мир, отмечена Почетной Грамотой Всемирного Совета Мира за выдающийся вклад в дело укрепления мира, за инициативу, организацию и развитие Международного сотрудничества ученых (1969 г.).

Д. И. Блохинцев был избран академиком Академий наук многих стран мира и Почетным доктором ряда университетов.

Д. И. Блохинцев — Герой Социалистического Труда, награжден Золотой Звездой, Лауреат Ленинской и двух Государственных премий СССР, награжден именной Золотой медалью “За Науку и Человечность” Академией наук Чехословакии, орденом Кирилла и Мефодия 1-й степени (Болгарской Академией наук), высшими орденами Румынии, Монголии и многими другими орденами и медалями СССР и социалистических стран, в том числе и четырьмя орденами Ленина, орденом Октябрьской Революции, орденом Трудового Красного Знамени, Золотыми и серебряными медалями Лауреата ВДНХ, многими дипломами за научные труды.

Ученый, гражданин, трибун, страстный борец за мир, великий гуманист Д. И. Блохинцев в своих статьях и выступлениях постоянно подчеркивал, что “... ученый не должен замыкаться в узкопрофессиональной скорлупе. Каково бы не было будущее поле сотрудничества людей науки и инженеров, мы должны помнить, что еще не миновала опасность того, что плоды наших трудов волею кучки безумных людей могут быть опрокинуты на Человечество потоком ужаса и несчастий. Поэтому наш долг, великий долг ученых и инженеров нашего времени, никто не должен от него уклоняться, состоит в том, чтобы разъяснить всем людям, какая угроза висит над миром и пусть тогда гнев всего человечества остановит безумцев атомной войны.

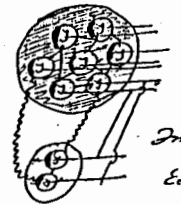
1930-1931.

Исторический за. для библиографии

Название книги	Автор
1. Франк. Алгебра и теория чисел	В. Франк. Алгебра и теория чисел
2. Киреев. Алгебра и теория чисел	В. Киреев. Алгебра и теория чисел
3. Селлер. Алгебра и теория чисел	В. Селлер. Алгебра и теория чисел
4. Давидов. Алгебра и теория чисел	В. Давидов. Алгебра и теория чисел
5. Корнфельд. Алгебра и теория чисел	В. Корнфельд. Алгебра и теория чисел
6. Грив. Алгебра и теория чисел	В. Грив. Алгебра и теория чисел
7. Лорен. Алгебра и теория чисел	В. Лорен. Алгебра и теория чисел
8. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
9. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
10. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
11. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
12. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
13. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
14. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
15. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
16. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
17. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
18. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
19. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
20. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
21. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
22. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
23. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
24. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
25. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
26. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
27. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
28. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
29. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"
30. "Теория чисел"	В. "Теория чисел"

Всего за год выдано
10 книг по числам
18 книг по алгебре
36 книг по теории чисел

Еще (3) копий в (4) (4 на 18), то
не по 20 копий, но (4) копий по 10, 11 и 12 ф. 2



Еще 7 копий в 10 копий
всего 10 копий - по 10 ф. 2
Еще 11 копий по 11 ф. 2

Еще (4) копий по (4) , ... по
(4) , (4) , ...



Сумма выданных	Копий	Сумма
2,45	0,9	0,95
2,55	1,05	0,8
Итого, всего, выдано, всего		0,95
копия	10,2%	
копия	10,2%	

24 ф. 2 по 10 ф. 2
всего 10 копий
по 10 ф. 2
(10 ф. 2 по 10 ф. 2)

Только тогда мы сможем сказать "ныне отпускаеши", когда будем уверены, что наши идеи и наши творения будут использованы на благо людей и только для их счастья.

Ученые и художники должны: а) бороться против античеловеческого саганинского использования науки и искусства, б) бороться против фальсификации науки и искусства, в) бороться против лженауки и лжеискусства, г) бороться против догматизма, ибо догматизм — это антинаука".

Многогранность личности Д. И. Блохинцева, его феноменальная универсальность проявлялись не только в научном, но и в эстетическом восприятии мира. Он был оригинальным поэтом и художником, картины его неоднократно демонстрировались на выставках, репродукции их печатались в журналах и газетах. Через всю жизнь пронес Дмитрий Иванович любовь к поэзии, многие его стихи печатались в журналах и опубликованы в Сборниках "Муза в храме науки" (М.: "Советская Россия", 1982, 1985 гг.). Но большая часть его стихов еще ждет публикаций.

В своих картинах и стихах Дмитрий Иванович — тонкий, жизнеутверждающий психолог, внимательный наблюдатель, размышляющий философ.

"В моих картинах отражается мое двойственное отношение к науке, восхищение ею за открытие нам ВЕЛИКОЙ КРАСОТЫ МИРА и ТРЕВОГА за возможность ее античеловеческого использования", — утверждал Д. И. Блохинцев.

Д. И. Блохинцев глубоко понимал и осознавал сложность процесса творческого мышления при создании нового в науке и искусстве.

"Творчество, — утверждал Д. И. Блохинцев, — это не волевой акт, а особое состояние духа и разума, вовлекающее в процесс мышления богатые эстетические переживания. Следует ясно видеть различие между искусством и наукой. Красоту в математическом построении мы видим после того, как поняли его логическую структуру; видение Красоты возникает в результате мышления. В искусстве же, напротив, мышление возникает как следствие прямого восприятия Красоты. Наука и искусство суть средства к познанию жизни, но пути, которыми они доходят до разума и сердца человека, различны и даже противоположны. Но все же два вида человеческой деятельности, единые с глубокой древности, взаимопроницают и в наше время. Они не антиподы, они дополняют друг друга и будут существовать, пока существует род человеческий".

Исходной идеей Д. И. Блохинцева в его научной и педагогической профессорской деятельности было "усиление интеллекта" — творческой способности человека, его гармонического развития.

Личное обаяние флюоресцирующего, вдохновенного и остроумного собе-

седника, неповторимое сочетание спокойствия и кипучей творческой энергии, которой Дмитрий Иванович Блохинцев всегда щедро делился, вдохновляя на свершения, оставляли неизгладимое впечатление. Суть его личности можно выразить одним словом — творчество, и само общение с ним доставляло великую радость творчества.

Собеседник Дмитрия Ивановича начинал чувствовать себя творческой личностью и приобретал веру в собственные силы. Лучшей нашей благодарностью ему и лучшей памятью о нем будет наша творческая работа в поисках истины, к которой всегда стремился наш великий современник — Дмитрий Иванович Блохинцев.

Молодым ученым и всем, кто выбрал трудную дорогу творчества, Д. И. Блохинцев оставил ЗАВЕТ "БЕЛЫЕ ЖУРАВЛИ": "Наука — дело таланта и призвания. Теперь наука еще и дело коллективное. Но все же среди ученых независимо от знаний, независимо от того, кто они — дипломники, аспиранты — есть особая категория людей, одержимых страстью к науке, ученых, великий талант которых лишь изредка доставляет им радость, но причиняет постоянную муку неудовлетворенности достигнутым. Именно на этих хрупких, немногих людях держится весь успех того или иного института.

Эти люди обычно непрактичны, они легкоранимы и уязвимы, — их нужно беречь, их нужно охранять, они — "БЕЛЫЕ ЖУРАВЛИ."

"Я знаю, что профессора Дмитрия Блохинцева не будет хватать в Дубне, не будет хватать его и коллегам во всем мире, так велик был его вклад в науку. Мне также не будет хватать его как физика, товарища и друга. А Дубна без него будет совсем не та", — писал Эдвин Л. Голдвассер, Президент ИЮПАП (ЮНЕСКО, ООН).

"Я хорошо помню наше тесное сотрудничество, когда Д. Блохинцев был директором Объединенного института ядерных исследований, а я директором ЦЕРНа.

Он был замечательным коллегой и ученым-энтузиастом.

Мы пытались многое сделать для улучшения сотрудничества между Союзными Штатами, Западной Европой и Советским Союзом.

Я надеюсь, что с его энергичной помощью мы достигли значительного прогресса в этом отношении. Советские физики, как и физики всего мира, испытывают большую потерю с его смертью, и мы будем стараться продолжать его усилия в физической науке и в международном сотрудничестве", — писал Виктор Вайскопф (Кембридж, Массачусетс, США).

"Граждане США скорбят об уходе нашего коллеги, блестящего русского физика Д. Блохинцева", — писал Н. Ф. Рамсей, Президент Американского Физического общества.

”Потеря профессора Дмитрия Блохинцева, которая постигла нас, не только наша, но и всего научного мира в целом”, — писал Тетси Нишикава, Генеральный директор КЕК, Япония.

Член Союза журналистов,
референт Д. И. БЛОХИНЦЕВА

Н. (Д.) А. КОНЕНКОВА (БЛОХИНЦЕВА)

Под редакцией
кандидата физико-математических наук
В. К. СУСЛЕНКО.

Слово об ученом

Б. М. Барбашов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

11 января 1993 г. исполнилось 85 лет со дня рождения Дмитрия Ивановича Блохинцева — выдающегося советского физика, крупного организатора советской атомной науки и техники, первого директора Объединенного института ядерных исследований, а ранее директора Физико-энергетического института в г.Обнинске, где проектировалась и создавалась первая в мире атомная электростанция, которая в 1954 г. дала ток в энергетическую систему страны.

В своем слове я не буду характеризовать выдающиеся научные достижения Дмитрия Ивановича, оставленные нам в наследство, скажу лишь, что он обогатил науку фундаментальными работами в таких областях, как физика твердого тела, акустика, физика реакторов и атомная энергетика, квантовая механика, физика высоких энергий и физика атомного ядра, методология науки.

Широко известна его огромная роль в воспитании научных кадров физиков и инженеров у нас в стране и, как теперь говорят, в странах ближнего зарубежья. Это был феноменально разносторонний человек — ученый, изобретатель, педагог, общественный деятель и, наконец, художник и поэт.

Сейчас, когда прошло 14 лет, как нет с нами Дмитрия Ивановича Блохинцева, с расстояния этих лет — лет полных драматических изменений в нашем обществе, в положении науки и ученого, в оценках научного труда, когда слышатся голоса, утверждающие, что будто бы занятие фундаментальной наукой является чуть ли непозволительной роскошью; когда в обидневшей стране все взоры устремлены на Запад и каждый начинающий да и маститый ученый жаждет услышать слово похвалы, а может быть и материальной поддержки оттуда, когда всюду звучат требования экспертизы и конкурсной оценки деятельности научного сотрудника, — хотелось бы привести некоторые мысли и высказывания Дмитрия Ивановича, касающиеся роли науки и ученого в обществе.

Это сейчас актуально и интересно хотя бы потому, что на его взгляды и формирование как личности и ученого оказали влияние традиции русской

науки и такие выдающиеся люди начала нашего века как Циолковский, с которым он, начиная с 1925 г., состоял в переписке, в Московском университете его учителями были С.И.Вавилов, Н.И.Лузин, Л.И.Мандельштам, И.Е.Тамм. Учеба Дмитрия Ивановича в университете совпала с годами триумфального успеха квантовой механики в объяснении многих загадочных в то время физических явлений.

В 1934 г. его аспирантская работа была признана достойной присуждения ее автору степени доктора наук, а в 1936 г. Блохинцев избирается профессором кафедры теоретической физики МГУ и с тех пор с МГУ связана педагогическая работа Дмитрия Ивановича на всю жизнь.

В годы войны, когда потребовалось переключить деятельность многих институтов на решение практических оборонных задач, Блохинцев продемонстрировал значимость фундаментальной науки в практических применениях. Исходя из уравнений газодинамики, он получил общие уравнения акустики и на их основе рассчитал и объяснил разнообразные акустические явления в неоднородных и движущихся средах, как при дозвуковой, так и при сверхзвуковой скоростях.

В конце сороковых и пятидесятых годов Дмитрий Иванович активно участвует в развитии советской атомной науки и на практике осуществляет ее достижения.

Таким образом, взгляды этого человека на роль науки и ученого в обществе основаны на огромном опыте работы в фундаментальных и прикладных областях науки и представляют для нас непреходящую ценность. Здесь я хочу привести и обсудить с позиции состояния науки в нашей стране некоторые мысли, высказанные Д.И.Блохинцевым в статье "Две ветви познания мира", опубликованной уже после его смерти в журнале "Техника молодежи" за 1982 год. Вот что он писал о глубинных мотивах творческой деятельности человека:

"Первая суть человека — это неодолимое стремление к познанию окружающего мира — его любознательность, любознательность. Именно эта особенность человека являлась до недавнего времени стимулом развития науки. Сама по себе способность к познанию внешнего мира есть, очевидно, необходимое условие существования жизни, однако та степень этой способности, которую проявляет человек, выглядит как чудо, еще ожидающее своего разъяснения, и тем более неприятно видеть деятелей от науки, для которых тайны мироздания ничем не отличаются от "тайн" учебника, которых они пока еще не удосужились проштудировать. Для них научная деятельность превратилась за последнее время из призвания в профессию, которой можно легко овладеть, а творчество в волевой акт, а не особое состояние духа и разума человека" — и далее он пишет:

"Наука — добытчица истины, но истина добывается не на почве голой эмпирии или оторванного от жизни теоретизирования, а из сравнения того, что придумано, с тем, что наблюдается". Эта, несомненно, правильная гносеологическая посылка актуальна теперь, как никогда, ибо в борьбе за выживание в наших условиях науки и научным работникам приходится вставать на чисто прагматическую точку зрения и подходить к оценке своей деятельности с позиции получения материальной поддержки в стране и за рубежом. Многие научные работники теперь превращаются в волонтеров, готовых заниматься чем угодно и где угодно ради материальных соображений, и это, конечно, не наша вина, а наша беда.

Следующие слова Дмитрия Ивановича о "белых журавлях" в науке резко контрастируют с вышесказанным о нашей действительности. Он писал: "Наука — дело таланта и призвания, а также дело коллективное. Но все же среди ученых независимо от званий и должностей есть категория людей, одержимых страстью к науке, талант которых лишь изредка доставляет им радость, но причиняет постоянную неудовлетворенность достигнутым. Именно на них подчас держится успех того или иного научного начинания. Они обычно непрактичны, легкоранимы — их нужно беречь, они — белые журавли". Теперь эти "белые журавли" исчезают у нас как вид, либо улетающая в "теплые края", либо, не получив поддержки, ищут себе другое поле деятельности.

Я не хотел бы создать здесь своими замечаниями настроение пессимизма, сопоставляя действительность и мысли Блохинцева о научной деятельности. Его детище — Объединенный институт ядерных исследований — проходит испытание временем, живет и работает в этих непростых условиях, пользуется заслуженно международным авторитетом, строит планы на будущее. Оптимизм мы можем почерпнуть и у Блохинцева, обратившись опять к статье "Две ветви познания мира", в которой он писал: "Вторая суть человеческого рода состоит в способности к накоплению и распространению приобретенных знаний, как в пределах одного поколения, так и от поколения к поколению в расширенном объеме, что не наблюдается никогда у других живых существ на Земле". Здесь никто не возразит тому, что наш Институт с его лучшей технической библиотекой в странах СНГ играет исключительную роль в распространении физических знаний.

А третья суть человека по Блохинцеву — это "неодолимая потребность человека в эмоциональном контакте с окружающим миром. С глубокой древности мы находим наскальные рисунки и примитивные сооружения, не имеющие практической ценности, а впоследствии храмы и творения скульптуры и живописи. Только взаимоотношение с окружающим миром способно дать человеку ощущение своей значимости, выходящей за пре-

дела рутинной работы по добычанию хлеба насущного. В ней, этой сути, отражается потребность установить отношение между "конечным" (человек) и бесконечным (Вселенная).

Преклонение перед гармонией и красотой Вселенной, вера в ее благонамеренность всегда были и будут ничем не заменимым душевным богатством людей. Здесь Дмитрий Иванович ссылается на К.Циолковского и цитирует Исаака Ньютона, который писал: "Не знаю, чем я могу казаться миру, но сам себе я кажусь только мальчиком, играющим на морском берегу и развлекающимся тем, что время от времени отыскиваю камешек более цветистый, чем обыкновенно, или красивую ракушку, в то время как великий океан истины расстилается передо мной неисследованным". Таким образом, порыв к творчеству в науке и в искусстве у человека и человечества неизбежны на все времена.

Свое слово о Дмитрии Ивановиче Блохинцеве закончу цитатой из его нигде не опубликованного КРЕДО, он писал: "Я верю в силу разума и возможность гармонии между ним и эмоциями. Нам, людям, нужна вера в благонамеренность Будущего, творимого природой и человеком, потеря такой веры означала бы увядание человеческого рода".

От себя добавлю, что общение с этим человеком, остроумным собеседником, сочетавшим одновременно спокойствие и оптимизм в любых условиях и кипучую творческую энергию, — это вдохновляло, доставляло радость и веру в собственные силы.

Лучшей памятью о нем будет наша творческая работа в поисках истины.

Д.И.БЛОХИНЦЕВ - УЧЕНЫЙ, УЧИТЕЛЬ, ЧЕЛОВЕК

М.К.Волков

ОИЯИ, Дубна

В этом кратком воспоминании мне хотелось бы отметить одну из многих ярких черт Д.И.Блохинцева — талантливого и многогранного человека. Речь пойдет о Дмитрии Ивановиче как о педагоге и тонком научном руководителе.

Я помню, как в ЛТФ лет десять назад, во времена начала "перестройки" молодежь подняла бурную кампанию против начальников секторов в пользу "истинных" научных руководителей и лидеров научных тем. Кончилась эта кампания, как и следовало ожидать, лишь перераспределением руководящих должностей, после чего "борцы за новую линию поведения в науке" быстро успокоились, получив те же старые должности "начальников секторов" и требуя еще более скрупулезной формальной отчетности на своих новых местах, чем в старые "недоброкачественные" времена.

Совершенно иным стилем научного руководства отличался Д.И.Блохинцев. Занимая довольно высокие административные должности — и директора ОИЯИ, и директора ЛТФ, и, наконец, начальника сектора, он никогда не впадал в административно-бумажное рвение в руководстве научными сотрудниками, работающими в его секторе. (Всякого рода официальные документы и отчеты он называл обобщающим словом "гумага"). Напротив, он всячески поощрял свободный поиск новых научных тем без какой-либо мелочной опеки или навязывания своей тематики. Очень внимательно и с искренним интересом относился к любым новым разработкам даже в тех областях, которыми сам непосредственно не занимался. Никогда не навязывал своего мнения и в то же время легко замечал перспективные направления и живо их поддерживал. Он старался вникнуть в новые для него научные разработки и искренне гордился теми достижениями, которые были получены его молодыми сотрудниками.

Кстати, уделяя много личного времени обсуждению новых работ своих коллег, он никогда не навязывал своего соавторства, будучи вполне удовлетворенным уже только тем, что в его группе выполнены те или иные вполне интересные работы, получившие резонанс в других институтах СССР или за рубежом. Даже не будучи соавтором, он немало способствовал рекламе многих таких работ, выступая на отечественных и зарубежных конференциях и используя личные контакты с учеными многих стран.

Я считаю, что мне очень повезло в молодые годы в том, что я работал под руководством такого человека. Безусловно, главным стимулом для молодого ученого является любовь к своей профессии и радость новых интересных больших и малых научных открытий. Но если ты знаешь, что и твой научный руководитель будет искренне обрадован и даже в какой-то степени горд за тебя, если тебе удастся получить какой-то интересный научный результат — это еще больше стимулирует твою научную деятельность. И я могу только от всей души пожелать начинающим молодым ученым найти себе таких руководителей.

К активно работающим молодым ученым Д.И.Блохинцев относился очень бережно и даже нежно, называя их в своем кругу "белыми лебедями", которые требуют особого внимания и заботы, чтобы выжить в тех даже не слишком суровых (по сравнению с нынешними) условиях нашей реальной жизни.

Закончить эту короткую заметку я хотел бы еще одним воспоминанием о Дмитрии Ивановиче как о простом и добром человеке, в компании которого можно было всегда чувствовать себя уютно и интересно. Он был не только большим физиком с глубокой интуицией, но и талантливым художником, поэтом и рассказчиком. Мы несколько раз путешествовали с ним на автомобилях и ночевали в палатках на берегу Дубны и в верховьях Волги. И всегда эти путешествия оставляли глубокий след и благодарные воспоминания о захватывающих рассказах у костра и о дружеской приятной компании с интересным человеком, прожившим непростую и насыщенную событиями жизнь.

Многогранность таланта

А. А. Тяпкин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В январе 1994 года Дмитрию Ивановичу Блохинцеву — выдающемуся советскому физика и крупному организатору советской атомной науки — исполнилось бы 86 лет. В 1979 году внезапно оборвалась жизнь ученого, полного творческих замыслов и надежд на успешное их завершение. Многие хорошо помнят радость общения с этим выдающимся ученым и замечательным человеком. Его научная деятельность началась после окончания университета в 1930 году в качестве аспиранта профессора И.Е.Тамма. В 1934 году написанная им по окончании аспирантуры диссертационная работа была признана достойной присуждения докторской степени, а через два года он избирается профессором кафедры теоретической физики. С тех пор до конца жизни педагогическая деятельность Дмитрия Ивановича была связана с МГУ. Нынешнему молодому поколению ученых интересно будет узнать, что стремление учиться в университете у будущего ученого появилось после переписки с К.Э.Циолковским, а на его окончательный выбор физического факультета повлияло знакомство с удивительными результатами опытов Резерфорда.

Научная и организационная деятельность Д.И.Блохинцева пользуется широкой известностью. В короткой статье нелегко объяснить значение его научных достижений. Однако уже само перечисление разнообразных направлений, в которых получены эти достижения, характеризует удивительную многогранность его яркой научной и общественной деятельности, которая позволяет считать Дмитрия Ивановича достойным последователем весьма редкого универсализма творчества, идущего в русской науке от великого М.Ломоносова и продолженного затем такими выдающимися учеными, как Д.И.Менделеев, В.И.Вернадский и С.И.Вавилов.

Д.И.Блохинцев был действительно феноменально разносторонним ученым. Талант физика-теоретика органически сочетался в нем и с незаурядными способностями к философскому обобщению новейших достижений естественных наук, и с редким даром крупного педагога, способного в своих лекциях и книгах просто объяснять сложнейшие вопросы современной теоретической физики. Он был также талантливым инженером—

изобретателем, крупным общественным деятелем. К тому же его эмоциональной натуре постоянно требовалось и самовыражение в художественном и поэтическом творчестве.

В области теоретической физики Д.И.Блохинцеву принадлежат выдающиеся научные достижения в самых различных разделах этой обширной науки. В довоенные годы он развил квантовую теорию фосфоресценции твердых тел и дал количественное объяснение эффекту выпрямления тока на границе двух полупроводников. Он рассмотрел эффект Штарка в сильном переменном магнитном поле и предсказал эффект нелинейной зависимости для интенсивности излучаемого света. Позднее развитие таких исследований привело к возникновению новой науки — нелинейной оптики. В 1938 году Д.И.Блохинцев получил новый результат фундаментального значения, предсказав смещение спектральных линий атомов, вызванное обратным действием излучения. Это явление было экспериментально обнаружено в 1947 году американскими учеными и названо было лэмбовским сдвигом по имени первого автора.

В годы Отечественной войны Дмитрий Иванович создал теорию звуковых явлений для неоднородных и движущихся сред, рассмотрев разнообразные задачи большого прикладного значения.

Впоследствии его теоретические исследования целиком сосредоточились на труднейших вопросах теории поля и физики элементарных частиц. В этой области им был получен фундаментальный результат — установлен так называемый "унитарный предел" как энергетический рубеж, при котором ответственное за распады элементарных частиц слабое взаимодействие сравнивается с сильным взаимодействием, что означало открытие неожиданных перспектив перед будущей физикой сверхвысоких энергий. Анализируя экспериментальные данные, он пришел к выводу о необходимости разделения структуры нуклона на центральную и периферическую части, что явилось первым шагом последовавшего затем выяснения сложной структуры нуклонов, установления внутри нуклона силовых центров — партонов. Еще одна важная идея Дмитрия Ивановича о флуктуации плотности вещества в ядрах положила начало целому направлению исследований так называемых кумулятивных процессов в релятивистской ядерной физике (1957). При исследовании расходимостей в квантовой теории поля он пришел к далеко опережающим современным уровень науки радикальным выводам о необходимости изменения геометрии микромира (1970).

Свои теоретические исследования в течение последних трех десятилетий Д.И.Блохинцеву приходилось совмещать с большой организаторской деятельностью в качестве руководителя крупных научно-технических коллективов. В 1950 году он возглавил коллектив по проектированию и со-

оружению в Обнинске атомной электростанции. Успешный запуск в 1954 году первой в мире атомной электростанции, удостоенный Ленинской премии 1957 года, навсегда связал имя Блохинцева с историей мирного атома. Именно здесь в Обнинске в полной мере проявился инженерный талант руководителя большого инженерно-технического коллектива. Известному теоретику пришлось принимать ответственные инженерные решения по выбору окончательной схемы атомного реактора и основных параметров электростанции, а затем эффективно вмешиваться и в технические решения возникающих задач. Талант крупного изобретателя в области атомной техники окончательно проявился в его оригинальном предложении импульсного источника нейтронов — исследовательского реактора с большой плотностью нейтронов. Впервые в мире такой импульсный реактор был сооружен в Дубне под руководством Д.И.Блохинцева и И.М.Франка.

В 1956 году Дмитрий Иванович был избран первым директором международного исследовательского центра одиннадцати стран. Здесь уже на международном уровне научного руководства быстро растущим центром полностью развернулась организаторская сторона его многогранного таланта. Следует отметить, что показанный впервые теоретиком Блохинцевым пример успешного руководства крупными экспериментальными институтами получил широкое распространение: крупнейшие физические институты возглавлялись такими известными теоретиками, как В. Вайскопф, А.А. Логунов, Н.Н. Боголюбов и А.Н. Тавхелидзе.

Д.И. Блохинцев всегда уделял большое внимание воспитанию научной молодежи, был одним из инициаторов создания в Дубне учебного центра МГУ (1960). Теперь такое обучение студентов старших курсов при крупных научных институтах практикуется многими вузами страны.

Приведенную выше характеристику яркой научной деятельности Д.И. Блохинцева необходимо дополнить хотя бы краткими сведениями о его постоянном интересе к философским проблемам естествознания. Материалистическое мировоззрение пронизывало все научное и педагогическое творчество ученого. Уже в первом издании его учебника по квантовой механике (1944) было явно обозначено стремление дать материалистическое истолкование необычным физическим законам микромира. Этой проблемой он успешно занимался и все последующие годы. Ему удалось на основе концепции квантовых ансамблей и выяснения принципиальной роли макроскопических условий движения микрообъекта вскрыть объективное содержание этой теории.

Как крупный научный руководитель Д.И. Блохинцев постоянно привлекался к активной общественной деятельности: был членом Комитета по Ленинским премиям, членом Советского комитета защиты мира и советни-

ом при Генеральном секретаре ООН; избирался президентом Международного союза чистой и прикладной физики при ООН. Друзьям Дмитрия Ивановича хорошо известно, что, помимо большой официальной общественной работы, он брал на себя и дополнительные заботы. Так, например, после отдыха в горах он оказал содействие расширению работы альплагерей в зимнее время, а после посещения спектакля Шукинского училища он обратился в Моссовет с письменным предложением создать в Москве драматический театр во главе с Ю.П. Любимовым — руководителем этой группы выпускников училища.

Большой интерес всегда вызывали выступления Д.И.Блохинцева на общественных собраниях. В них четко проступали гражданская позиция руководителя, мудрость и профессионализм авторитетного ученого, а также остроумие и красноречие большого мастера живого слова. Те же черты характерны были и для его выступлений в центральной печати на темы о фундаментальной и прикладной науке, о сущности научного творчества и роли ученого в современном обществе.

В целях сокращения я отказываюсь от традиционного для подобных статей перечисления официальных признаний заслуг ученого и заканчиваю свой рассказ о выдающемся ученом его же словами: "Я верю в силу разума и возможность гармонии между ним и эмоциями. Нам, людям, нужна вера в благонамеренность Будущего, творимого природой и человеком, потеря такой веры означала бы увядание человеческого рода".

Воспоминания о Дмитрие Ивановиче Блохинцеве

Р. М. Лебедев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Впервые я познакомился с Дмитрием Ивановичем, как с профессором физического факультета МГУ при сдаче экзамена по квантовой механике.

Дмитрий Иванович относился к тому типу "старой" профессуры, которая на экзаменах главное внимание обращала не на формально полученные знания, а на знания, связанные с сообразительностью студента, с умением мыслить. Такой подход позволил Дмитрию Ивановичу завоевать у студентов особый авторитет и уважение.

Впоследствии, начиная с 1956 года, я имел удовольствие работать под руководством Дмитрия Ивановича на поприще «административной физики» в Объединенном институте ядерных исследований, директором которого он был избран.

Часы, проведенные с Дмитрием Ивановичем при подготовке его отчетных докладов Ученому Совету ОИЯИ о научной деятельности лабораторий я всегда вспоминаю с чувством глубокой удовлетворенности и благодарности Дмитрию Ивановичу за то, что достаточно скучное занятие по подготовке годовых отчетов Дмитрий Иванович превращал в интереснейший познавательный процесс. Будучи директором, Дмитрий Иванович довольно часто отвлекался, делая живописные наброски. Живопись-рисунок, пожалуй, являлись хобби Дмитрия Ивановича. Он имел острый проникающий взгляд художника, отображающего то или иное событие.

Как ученый-физик Дмитрий Иванович любил и пофантазировать: однажды он задал мне вопрос: «А что будет, если где-то в космическом пространстве протон с энергией 10^{10} в тридцать пятой степени электронвольт столкнется с покоящимся протоном?» И тут же сам ответил на этот вопрос. Дмитрий Иванович сделал некоторые оценки и сказал: что такое столкновение вполне может привести к рождению мира и антимира. Впоследствии эти соображения были опубликованы в журнале "Успехи физических наук". Вот к каким удивительным следствиям может привести шутка талантливого ученого-физика.

Кроме науки и живописи Дмитрий Иванович очень любил природу, в особенности горы. Он считал, что лучше гор могут быть только горы. Дмитрий Иванович регулярно отдыхал в альплагерях "Домбай" и "Алибек". В "Алибеке" он забирался на горных лыжах почти на самую вершину "Семенов баши" и постепенно спускался к лагерю "Алибек".

Большое жизнелюбие и тяга к познаниям нового, вот, пожалуй, основные черты характера Дмитрия Ивановича.

Д2-94-390

Обложка Ю.Г.Мешенкова

В сборнике использованы фотографии из семейного архива Д.И.Блохинцева, архива ОИЯИ и фото Ю.А.Туманова

Редакторы М.И.Зарубина, Э.В.Ивашкевич. Макет Р.Д.Фоминой

Рукопись сборника поступила 4.12.94. Подписано в печать 15.02.95

Формат 60 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 22,63

Тираж 500. Заказ 47957

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области