

К 90-ЛЕТИЮ ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РАН (ФИАН)

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Физика сильных взаимодействий при высоких энергиях

А.В. Леонидов

В 2024 году отмечается 90-летие Физического института им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР/Российской академии наук (ФИАН). Важнейшей составляющей научной жизни ФИАН являлись исследования по теоретической физике, проводимые в Отделе/Отделении теоретической физики ФИАН по различным направлениям. В настоящем обзоре обсуждаются идеи в физике сильного взаимодействия частиц, разработанные в Секторе/Лаборатории физики высоких энергий теоретического отдела ФИАН.

Ключевые слова: физика высоких энергий, сильные взаимодействия, квантовая хромодинамика

PACS numbers: 01.65.+g, 12.38.-t, 13.85.-t

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2024.07.039708>

Содержание

1. Введение (951).
 2. Физика сильных взаимодействий в соударениях высоких энергий (952).
 - 2.1. Физика адронных соударений при высоких энергиях в до-кварковую эпоху.
 - 2.2. Статистическая физика и гидродинамика в соударениях высоких энергий.
 - 2.3. Физика кварк-глюонных струй.
 - 2.4. Конденсат цветного стекла. Уравнения эволюции.
 - 2.5. Феноменология конфайнмента.
 - 2.6. Электромагнитные процессы в горячей сильновзаимодействующей среде.
 - 2.7. Когерентное излучение в сильновзаимодействующей среде.
 - 2.8. Неравновесная квантовая теория поля.
 3. Заключение (958).
- Список литературы (958).

1. Введение

Важнейшим направлением научной деятельности в отмечаемом в 2024 году 90-летний юбилей Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН являются исследования по теоретической физике. Существенная часть этих исследований в самых разных областях проводится в Отделении теоретической физики им. И.Е. Тамма ФИАН. Настоящий обзор посвящён обсуждению основных результатов в области физики сильного взаимодействия частиц, разработанных в Секторе/Лаборатории физики высоких энергий теоретического отдела ФИАН. Хронологически обзор охватывает период с 1960-х гг. до 2020-х гг. и

тем самым все фазы развития физики сильных взаимодействий при высоких энергиях, от физики адронных степеней свободы до физики калибровочной теории сильных взаимодействий.

Большое внимание уделяется в обзоре физике множественного рождения частиц. Её изучение началось в тот период, когда термин "множественное рождение" относился к процессам, в которых рождалось несколько частиц, и продолжается сейчас при множественностях в ядро-ядерных соударениях на Большом адронном коллайдере (БАК) в несколько тысяч частиц. С фундаментальной точки зрения построение последовательной теории множественного рождения представляет собой труднейший вызов для теории. Действительно, превращение начального состояния с нулевой энтропией в конечное с гигантской энтропией требует описания глубоких квантово-полевых механизмов, позволяющих последовательно описывать неравновесный процесс рождения, эволюции и формирования конечного потока адронов в сильновзаимодействующей квантово-полевой системе, рождающейся в соударениях высоких энергий. Эти трудности отчётливо осознавались на всех этапах исследований, продолжающихся и сейчас.

Особенностью исследований по физике высоких энергий, проводимых в Лаборатории, являлась их подчеркнутая привязка к экспериментальным результатам, которая во многом и определяла их направление.

На протяжении десятилетий результаты исследований по физике сильных взаимодействий при высоких энергиях, проводимых в лаборатории, отражались в обзорах сотрудников лаборатории, публикуемых в *УФН*. Обзоры [1–20]¹ отражают все стадии развития теории в рассматриваемой области с 1960-х гг. до 2020-х гг.

А.В. Леонидов
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: leonidov@td.lpi.ru

Статья поступила 30 июня 2024 г., после доработки 1 июля 2024 г.

¹ Даже этот обширный список неполон.

2. Физика сильных взаимодействий в соударениях высоких энергий

2.1. Физика адронных соударений при высоких энергиях в докварковую эпоху

Разработка теории, описывающей рассеяние адронов и ядер высоких энергий, и в особенности процессы множественного рождения частиц в таких соударениях, находилась в центре внимания работ Лаборатории с 1960-х гг. Мы начнём с пророческой формулировки основных принципов описания процессов множественного рождения из самого раннего из общедоступных источников, раппортерского доклада Е.Л. Фейнберга [21]:

- при описании процессов множественного рождения принципы локальной квантовой теории поля остаются справедливыми на любых сколь угодно малых расстояниях;

- соударения частиц высоких энергий приводят к возбуждению большого числа степеней свободы ("кипящая операторная жидкость"), допускающего квазиклассическое описание;

- взаимодействие частиц настолько сильно, что успевает установиться локальное термодинамическое равновесие.

Сейчас, более чем полвека спустя, несмотря на смену парадигмы описания физики сильных взаимодействий с адронцентричной на кварк-глюонную, первые два пункта полностью сохранили свою актуальность, а третий продолжает оставаться рабочей гипотезой в большом числе работ, моделирующих процессы множественного рождения. Реализация этих принципов в решающей степени определила траекторию исследований по физике адронов и ядер высоких энергий в Лаборатории с момента её основания по настоящее время.

Квантово-полевое описание процессов рассеяния адронов и ядер при высоких энергиях, как правило, строится с применением диаграммной техники, использующей в том числе эффективные, не сводящиеся к элементарным, степени свободы, отвечающие за t -канальный обмен.

В докварковую эру элементарными степенями свободы являлись адроны, а в роли эффективных t -канальных степеней свободы выступали пионы (обобщённые позднее на реджеоны) и кластеры/файрболы.

Для теоретико-полевого описания периферических взаимодействий адронов в работе [22] была впервые предложена модель однопионного обмена, сыгравшая ключевую роль в развитии мультипериферической модели множественного рождения частиц.

Значительное развитие получила мультипериферическая модель множественного рождения частиц (в которой фундаментальную роль также играло уравнение Бете–Солпитера), основанная на использовании кластеров как эффективных t -канальных степеней свободы, отвечающих за процессы множественного рождения [2, 24, 25]. В частности, в работе [2] подробно обсуждалась эквивалентность кластерного и реджеонного формализмов для описания неупругих сечений. Важные результаты были также получены в работе [23], где были исследованы тонкие детали описания реджеонных траекторий в рамках подхода с использованием для описания сечений уравнения Бете–Солпитера. Итог этих исследований был подведён в обзорах [4, 26, 27]. Позднее в

работах [28, 29] дифракционные процессы были рассмотрены в рамках квантовой хромодинамики (КХД).

Построение содержательного глобального самосогласованного описания процессов рассеяния адронов и ядер высоких энергий невозможно без построения описания упругого рассеяния. Соответствующая теория для случая рассеяния на большие углы была развита в работе [30]. Итоги ранних исследований и современное развитие темы описаны в обзорах [18, 19].

В последние годы существенное внимание уделялось физике ультрапериферических соударений ядер. Обзор теоретических и экспериментальных данных в этой области дан в [20]. В работе [31] исследовано явление роста рождения пар дилептонов в таких соударениях, а в недавней работе [32] ультрапериферические соударения ядер рассмотрены как возможный механизм рождения позитронов во Вселенной.

Количественное описание процессов множественного рождения частиц требует наличия развитого аппарата для описания распределений по множественности, корреляционных и флуктуационных явлений. Развитие соответствующей техники, основанное в том числе на использовании опыта, накопленного в теории случайных процессов, статистической физике, квантовой оптике и т.д., описано в обзорах [9, 11]. Особое внимание уделялось экзотическим событиям с аномальным распределением по сильному изоспину. Возможное теоретическое описание таких аномальных явлений, основанное на прямом учёте закона сохранения сильного изоспина, было дано в работе [33]. Экзотический механизм генерации аномальных по сильному изоспину событий, основанный на формировании микроскопических чёрных дыр, рассмотрен в работе [34].

Отметим также работу [35], в которой получены существенные результаты по теории длиннопробежных лавин.

2.2. Статистическая физика и гидродинамика в соударениях высоких энергий

В условиях отсутствия последовательной теории квантово-полевых систем с сильным взаимодействием естественным приближением является их рассмотрение в пределе сильной связи. Удобным формализмом для реализации такого подхода является рассмотрение эволюции тензора энергии-импульса в рамках гидродинамики идеальной жидкости, в которой как раз и реализуется режим бесконечно сильного взаимодействия, дополненное анализом эффектов конечности константы связи, т.е. учётом вязкости.

Уравнения релятивистской гидродинамики применительно к описанию соударений тяжёлых ионов — это, по существу, законы сохранения тензора энергии-импульса и барионного тока

$$\partial_\mu (T_{\text{id}}^{\mu\nu} + S^{\mu\nu}) = 0, \quad \partial_\mu J_{\text{bar}}^\mu = 0, \quad (1)$$

где $T_{\text{id}}^{\mu\nu}$ и $S^{\mu\nu}$ — идеальная (описывающая идеальную жидкость) и вязкая компоненты тензора энергии-импульса. В частности,

$$T_{\text{id}}^{\mu\nu} = (\varepsilon + P)U^\mu U^\nu + Pg^{\mu\nu}, \quad (2)$$

$$J_{\text{bar}}^\mu = \rho_{\text{bar}} U^\mu, \quad (3)$$

где ε и P — плотность энергии и давление, U^μ — 4-скорость жидкости, $\rho_{\text{бар}}$ — плотность барионного тока, дополненные уравнением состояния

$$P = P(\varepsilon, \rho_{\text{бар}}). \quad (4)$$

Важную роль в выборе версии гидродинамической теории для описания ядро-ядерных соударений высоких энергий играет спецификация начального состояния системы. Обсуждению данного вопроса посвящена работа [38].

Отметим, что последовательное описание эффектов вязкости в релятивистской гидродинамике сталкивается с существенными трудностями, в частности, при описании распространения звука и ударных волн.

Ключевой глобальной особенностью процесса множественного рождения в соударениях тяжёлых ядер является резкая несбалансированность потоков тензора энергии-импульса в поперечном и продольном направлениях, отражающаяся в выраженной асимметрии продольного и поперечного давлений. Применение гидродинамического описания в этой ситуации естественно осуществлять в рамках релятивистской анизотропной гидродинамики, для которой вместо (2) имеем

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + P_\perp)U^\mu U^\nu - P_\perp g^{\mu\nu} - (P_\perp - P_\parallel)Z^\mu Z^\nu, \quad (5)$$

где P_\parallel и P_\perp — продольное и поперечное давление, 4-вектор Z^μ определяет продольное направление, так что в системе покоя Ландау $Z^\mu = (0, 0, 0, 1)$.

Наиболее разработанным способом построения гидродинамики с использованием тензора энергии-импульса (5) является подход, основанный на кинетической теории, при котором предполагается, что функция распределения частиц в изучаемой материи имеет вид

$$f(x, p) = f_{\text{iso}} \left(\frac{\sqrt{p^\mu \Xi_{\mu\nu} p^\nu}}{A(x)} \right), \quad (6)$$

где в системе покоя Ландау $p^\mu \Xi_{\mu\nu} p^\nu = \mathbf{p}^2 + \xi(x) p_\parallel^2$, ξ — параметр анизотропии, зависящий, вообще говоря, от координат x , и $A(x)$ — эффективная температура среды. С учётом (6) имеем для компонент тензора энергии-импульса

$$\varepsilon(A, \xi) = R(\xi) \varepsilon_{\text{iso}}(A), \quad n(A, \xi) = \frac{n_{\text{iso}}(A)}{\sqrt{1 + \xi}}, \quad (7)$$

$$P_\parallel(A, \xi) = R_\parallel(\xi) P_{\text{iso}}(A), \quad P_\perp(A, \xi) = R_\perp(\xi) P_{\text{iso}}(A),$$

где $R(\xi)$ и $R_{\parallel, \perp}(\xi)$ — аналитически вычислимые функции от ξ .

Наличие анизотропии по давлению приводит к анизотропии в распространении звука, т.е. к появлению продольной $c_{s\parallel}$ и поперечной $c_{s\perp}$ скоростей звука. Соответствующее звуковое уравнение, описывающее эволюцию флуктуаций плотности δn , имеет вид [41]

$$\partial_t^2 \delta n = \left(\frac{R_\perp}{R} \partial_\perp^2 + \frac{R_\parallel}{R} \partial_\parallel^2 \right) \delta n \leftrightarrow c_{s\perp}^2 = \frac{R_\perp}{R}, \quad c_{s\parallel}^2 = \frac{R_\parallel}{R}. \quad (8)$$

Эффекты анизотропии распространения звука проявляются, в частности, в асимметрии конуса Маха [41] и зависимости свойств ударных волн от направления их распространения [39].

Поскольку в идеальной жидкости реализуется режим бесконечно сильной связи, использование бальцмановского распределения по эффективной температуре для частиц материи, предполагающее аддитивность по энергии, является гипотезой, которую трудно обосновать. Естественно поэтому рассмотреть обобщение анизотропной релятивистской гидродинамики на неаддитивный случай, когда вместо распределения Больцмана появляется распределение Тсаллиса. Такое обобщение было рассмотрено в работе [40], где были, в частности, проанализированы эффекты неаддитивности на эволюцию энтропии.

2.3. Физика кварк-глюонных струй

Основой применения калибровочной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики — является КХД-партоновая модель, описывающая кварк-глюонную структуру как адронов, так и материи, рождающейся в соударениях высоких энергий. КХД-партоновая модель возникает при анализе уравнений КХД в калибровках типа калибровки светового конуса, в которых процесс генерации партонов допускает вероятностное описание в терминах стохастического ветвящегося процесса. Применение КХД как теории сильных взаимодействий, в частности, к описанию множественного рождения частиц, дано в книге [47].

Рассмотрим для определённости глюонную функцию распределения $g(x, p_\perp^2)$, характеризующую вероятность наблюдения глюона с долей продольного импульса $x = p_\parallel/p_{h\parallel}$ на масштабе поперечных импульсов p_\perp^2 . В главном логарифмическом приближении по p_\perp^2 эволюция глюонного распределения описывается уравнением Докшицера – Грибова – Липатова – Алтарелли – Паризи (Dokshitzer – Gribov – Lipatov – Altarelli – Parisi, DGLAP) [44–46]²

$$\frac{\partial g(x, p_\perp^2)}{\partial \ln p_\perp^2} = \int_x^1 \frac{dz}{z} p^{gg} \left(\frac{x}{z} \right) g(z, p_\perp^2) - g(x, p_\perp^2) \int_0^x \frac{dz}{z} p^{gg} \left(\frac{z}{x} \right), \quad (9)$$

где ядро

$$p^{gg} \left(y = \frac{x}{z} \right) = N_c \left[\frac{1-y}{y} + \frac{y}{1-y} + y(1-y) \right] \quad (10)$$

отражает вероятность порождения глюоном с долей продольного импульса z глюона с долей продольного импульса x . Уравнение (9) есть не что иное, как кинетическое уравнение на $g(x, p_\perp^2)$, в котором эволюция по "времени"

$$Y = \frac{1}{2\pi b} \ln \left(\frac{\alpha_s(p_{\perp 0}^2)}{\alpha_s(p_\perp^2)} \right), \quad b = \frac{11N_c}{12\pi} \quad (11)$$

определяется балансом притока (излучение) и оттока (виртуальные поправки).

Рассмотрим для определённости описание физики глюонных струй. Аналогия с ветвящимся стохастическим процессом позволяет выписать весьма общие уравнения эволюции для производящего функционала $G(\{u\}, Y)$ для многочастичных функций распределения

² Здесь и ниже мы для простоты пренебрегаем вкладом кварковых степеней свободы.

глюонов [42, 47]. В общем случае

$$G(\{u\}, Y) = \sum_n \int d^3k_1 \dots d^3k_n u(k_1) \dots u(k_n) p_n(k_1, \dots, k_n | Y), \quad (12)$$

где $u(k)$ — вспомогательная функция, а $p_n(k_1, \dots, k_n | Y)$ — плотности вероятности рождения частиц с импульсами k_1, \dots, k_n на (поперечной) шкале эволюции Y , что позволяет получить соответствующие уравнения эволюции для корреляционных функций любого порядка и обеспечить учёт законов сохранения [42], а также эффектов когерентности излучения в модифицированном главном логарифмическом приближении. Отметим, что работы по учёту когерентности излучения во многом основаны на работах Е.Л. Фейнберга [5, 6], в которых рассматривалось формирование собственного поля частиц в процессе рассеяния в квантовой электродинамике.

В дальнейшем мы будем использовать упрощённый вариант (12), для которого $u(k) = \text{const}$, так что выражение (12) становится производящей функцией для распределения по множественности $p_n(Y)$

$$G(u, Y) = \sum_{n=0}^{\infty} u^n p_n(Y). \quad (13)$$

Уравнение эволюции для производящей функции (13) имеет вид

$$\frac{\partial G}{\partial Y} = \frac{2N_c \alpha_s}{\pi} \int_0^1 dx p^{gg}(x) \left[G(Y + \ln(1-x)) + G(Y + \ln x) - G(Y) \right]. \quad (14)$$

Уравнение эволюции (14) позволяет изучить различные характеристики процесса множественного рождения частиц в терминах каскадного процесса размножения глюонов [10, 48].

Из уравнения (14) следует, в частности, уравнение для средней множественности глюонов в глюонной струе $\langle n_g(Y) \rangle$

$$\frac{\partial \langle n_g(Y) \rangle}{\partial Y} = \frac{2N_c \alpha_s}{\pi} \int_0^1 dx p^{gg}(x) \left[\langle n_g(Y)(Y + \ln x) \rangle + \langle n_g(Y)(Y + \ln(1-x)) \rangle - \langle n_g(Y) \rangle \right], \quad (15)$$

которое легко обобщается на случай учёта кварковых степеней свободы. Уравнение позволяет, в частности, проанализировать вклад высших порядков по константе связи сильных взаимодействий в среднюю множественность кварковых и глюонных струй [49–51].

Уравнение (14) позволяет также детально исследовать свойства распределений по множественности. В частности, в работе [52] изучены свойства распределений по множественности в глюонных каскадах в малых быстройных интервалах.

Важными характеристиками распределений по множественности в процессах множественного рождения являются факториальные F_q и кумулянтные K_q моменты

$$F_q = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \left. \frac{d^q G(u)}{du^q} \right|_{u=1}, \quad K_q = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \left. \frac{d^q \ln G(u)}{du^q} \right|_{u=1}. \quad (16)$$

Особый интерес представляет анализ отношения факториальных и кумулянтных моментов [53]

$$H_q = \frac{F_q}{K_q}, \quad (17)$$

для которого пертурбативная КХД предсказывает существование минимума при некотором q . Подробный анализ свойств факториальных и кумулянтных моментов в КХД-струях проведён в работах [54–57].

Существенный интерес представляет также анализ эволюции кварк-глюонных струй в среде. В частности, в работе [58] изучались эффекты нарушения когерентности в КХД-каскадах в плотной кварк-глюонной материи.

Обзор современного состояния описания множественного рождения частиц с точки зрения пертурбативной КХД дан в обзорах [13, 60].

2.4. Конденсат цветного стекла. Уравнения эволюции

Одним из фундаментальных вызовов для теории сильных взаимодействий является описание степеней свободы, ответственных за формирование сечений неупругих процессов во взаимодействиях с участием адронов и ядер при высоких энергиях. В рамках калибровочной теории сильных взаимодействий речь прежде всего идёт об анализе главной логарифмической асимптотики по энергии, дополняющем анализ главной логарифмической асимптотики по поперечным импульсам, приводящий к уравнениям DGLAP (9). В этом приближении суммируются все вклады, пропорциональные

$$\alpha_s \ln \left(\frac{A^+}{P^+} \right) = \alpha_s \ln \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{P_h^0 + P_h^3}{A^+} \right) = \alpha_s \ln \frac{1}{x}, \quad (18)$$

где P_h — 4-импульс адрона/ядра, а A^+ — продольная шкала, характеризующая вовлечённые в процесс рассеяния партонные моды.

Рассмотрим для определённости соответствующую асимптотику так называемой непроинтегрированной структурной функции $\varphi(y, \mathbf{k}_\perp^2)$, определённой соотношением

$$xg(x, Q^2) = \int_0^Q \frac{d^2k_\perp}{\mathbf{k}_\perp^2} \varphi(y, \mathbf{k}_\perp^2), \quad (19)$$

где $y = \ln(1/x)$. Соответствующее уравнение эволюции Балицкого – Фадына – Кураева – Липатова (Balitsky – Fadin – Kuraev – Lipatov, BFKL), выведенное в предположении о реджеизации глюонных степеней свободы в t -канале, имеет вид [61–63]

$$\frac{\partial \varphi(y, \mathbf{k}_\perp^2)}{\partial y} = \frac{\alpha_s N_c}{\pi^2} \int d^2p_\perp \frac{\mathbf{k}_\perp^2}{\mathbf{p}_\perp^2 (\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_\perp)^2} \varphi(y, \mathbf{p}_\perp^2) - \frac{1}{2} \frac{\alpha_s N_c}{\pi^2} \varphi(y, \mathbf{k}_\perp^2) \int d^2p_\perp \frac{\mathbf{k}_\perp^2}{\mathbf{p}_\perp^2 (\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_\perp)^2}. \quad (20)$$

В пределе асимптотически больших энергий $x \rightarrow 0$

$$\varphi(x, \mathbf{k}_\perp^2) \sim \left(\frac{1}{x} \right)^{4\bar{\alpha}_s \ln 2}. \quad (21)$$

Как следует из уравнения (21), функция $\varphi(y, \mathbf{k}_\perp^2)$, а вместе с ней и сечения взаимодействия, в которых участвует

рассматриваемый адрон/ядро, характеризуется степенным ростом с энергией, что противоречит унитарности. Таким образом, уравнение (20), призванное описывать асимптотику КХД при высоких энергиях, не даёт содержательного её описания.

Дальнейший анализ показал, что основная проблема с уравнением (20) состоит в том, что оно отвечает режиму малой глюонной плотности, а для построения содержательной асимптотики КХД при высоких энергиях необходимо, в радикальном отличии от асимптотики по поперечным импульсам, учесть все вклады высших порядков по плотности.

Ключевой идеей, позволившей построить содержательную асимптотику КХД при высоких энергиях, является анализ насыщения глюонной плотности за счёт нелинейных эффектов, которое в рассматриваемом режиме больших чисел заполнения глюонных мод можно рассматривать квазиклассически [64]. Интересно то, что из размерных соображений характерный поперечный импульс для системы с большой глюонной плотностью (импульс насыщения Q_s) велик. Следовательно, константа связи $\alpha_s(Q_s^2)$ мала, и рассмотрение высокэнергетической асимптотики КХД можно проводить в рамках теории возмущений.

Первым шагом к построению последовательной теории эволюции корреляторов в главном логарифмическом приближении по энергии был вывод уравнения BFKL (20) для режима малой плотности [65], основанный на использовании эффективного действия, в котором не используется предположение о реджеизации глюонов.

Общая идея рассмотрения квантовых поправок состоит в том, что на некоторой шкале Λ^+ быстрые партоны с $p^+ > \Lambda^+$ формируют классический источник с плотностью заряда $\rho_a(x)$, локализованный на масштабах $\Delta x^- \lesssim 1/\Lambda^+$, который, в свою очередь, порождает классическое мягкое глюонное поле $A_a^\mu(x)$ с $k^+ \lesssim \Lambda^+$, являющееся решением уравнений Янга – Миллса

$$(D_\nu G^{\mu\nu})_a(x) = \delta^{\mu+} \rho_a(x). \quad (22)$$

Поскольку характерное время жизни мягких глюонов мало, $\Delta x^+ \sim 1/k^- \sim k^+ \sim x$, источник $\rho_a(x)$ эффективно является статическим. Свойства источника описываются зависящим от масштаба функционалом $W_\lambda[\rho]$. Корреляторы глюонных полей можно вычислить по формулам вида

$$\langle A_a^i(x^+, \mathbf{x}) A_b^j(x^+, \mathbf{y}) \dots \rangle_A = \int \mathcal{D}\rho W_\lambda[\rho] \mathcal{A}_a^i(\mathbf{x}) \mathcal{A}_b^j(\mathbf{y}) \dots, \quad (23)$$

где $\mathcal{A}_a^i[\rho]$ является решением уравнения (22) в калибровке Ландау. Сформулированную в этих терминах теорию принято называть теорией конденсата цветного стекла.

Уравнения квантовой эволюции наиболее естественно записываются как уравнения эволюции функционала $W_\lambda[\rho]$ при изменении масштаба $\Lambda \rightarrow b\Lambda$. Соответствующее нелинейное уравнение эволюции по $y = \ln(1/b)$, учитывающее все порядки по глюонной плотности и корректно описывающее главную логарифмическую асимптотику КХД — уравнение Джалилиана-Мариана – Йанку – МакЛеррана – Вайгерта – Леонидова – Ковнера (Jalilian-Marian – Iancu – McLerran – Weigert – Leo-

nidov – Kovner, JIMWLK) [66 – 69]

$$\frac{\partial W_y[\rho]}{\partial y} = \alpha_s \left\{ \frac{1}{2} \frac{\delta^2}{\delta \rho_y^a(x_\perp) \delta \rho_y^b(x_\perp)} [W_y \chi_{xy}^{ab}] - \frac{\delta}{\delta \rho_y^a(x_\perp)} [W_y \sigma_x^a] \right\}, \quad (24)$$

где

$$\alpha_s \ln \frac{1}{x} \sigma_a(x_\perp) = \int dx^- \langle \delta \rho_a(x) \rangle, \quad (25)$$

$$\alpha_s \ln \frac{1}{x} \chi_{ab}(x_\perp, y_\perp) = \int dx^- \int dy^- \langle \delta \rho_a(x^+, \mathbf{x}) \delta \rho_b(y^+, \mathbf{y}) \rangle.$$

Отметим, что уравнение (24) решает проблему с унитарностью только частично, обеспечивая её только для рассеяния при заданном прицельном параметре. Полное восстановление унитарности требует, по-видимому, рассмотрения непертурбативных эффектов, ответственных за появление инфракрасного масштаба в t -канале. Другой важной нерешённой проблемой, связанной с уравнением (24), является зависимость формы этого уравнения от трактовки непертурбативных нулевых мод.

Физика конденсата цветного стекла описана, в частности, в обзорах [14, 17].

2.5. Феноменология конфайнмента

Одной из центральных проблем описания физики сильных взаимодействий в рамках КХД является как теоретическое описание конфайнмента кварков и глюонов, так и изучение феноменологии этого явления.

На фундаментальном уровне свойства КХД на больших расстояниях должны описываться при помощи построения эффективных лагранжианов, отражающих соответствующие релевантные степени свободы. Эффективный лагранжиан для простейшего глюонного параметра порядка $\chi \sim (T_\mu^\mu)_G$ был вычислен в работе [70]:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{2\eta^2} (\partial_\mu \chi)^2 - \frac{1}{4} \frac{9}{32\pi^2} \chi^4 \left(\ln \frac{\chi^4}{\chi_v^4} - 1 \right), \quad (26)$$

где η — масса глюбола, а χ_v — вакуумное среднее эффективного скалярного поля χ . Соответствующее обобщение, учитывающее кварковые степени свободы, было исследовано в работе [71].

На фундаментальном уровне рассмотрение непертурбативных эффектов в КХД связано, в частности, с рассмотрением свойств вильсоновской петли. В работе [72] рассмотрены свойства вильсоновской петли в непертурбативном вакууме, в котором имеются стохастические фоновые поля. В другой работе [73] анализируются свойства хромагнитного спагетти-вакуума, сформированного хромагнитными токовыми трубками. Показано, что устойчивыми являются только трубки конечной длины. В работе [74] рассмотрены возможные аналогии спагетти-вакуума КХД в теории твёрдого тела.

Одним из наиболее популярных сюжетов, связанных с феноменологией конфайнмента, является рассмотрение потенциальной модели тяжёлых кваркониев. Вследствие конфайнмента потенциал взаимодействия кварка и антикварка на больших расстояниях имеет вид

$$V(r) \Big|_{r \rightarrow \infty} \simeq \sigma r - c \frac{\pi}{12} \frac{1}{r}, \quad (27)$$

где σ — натяжение струны КХД, а кулоновская поправка обусловлена её квантовыми флуктуациями. Коэффициент c зависит от эффективной теории, описывающей КХД-струну, и имеет смысл центрального заряда на степень свободы. Одним из способов построения статического потенциала кварк-антикварковой пары является использование интерполяции β -функции КХД, соединяющей режимы малых и больших расстояний [75]. Отметим, что из рассмотрения потенциальной модели с использованием уравнения Дирака следует [76], что для обеспечения стабильности связанных состояний линейно возрастающая часть потенциала должна быть лоренц-скаларом.

Для количественного рассмотрения спектров и ширины распадов тяжёлых кваркониев требуется построение потенциала $V(r)$ на всех расстояниях. Одной из возможностей является построение такой интерполяции на основе интерполяции β -функции КХД, учитывающей, в частности, кулоновскую поправку на больших расстояниях в (27). Подробный обзор результатов по потенциальной модели тяжёлых кваркониев содержится в [7].

Как уже упоминалось, существует несколько вариантов построения эффективной теории струны КХД, приводящих к различным значениям коэффициента c в (27). Возможные значения и ограничения на c , следующие из экспериментальных данных по энергетическим спектрам и ширинам распадов тяжёлых кваркониев, обсуждались в [77]. Основным результатом рассмотрения в [77] — получение ограничения $c < 1$.

Интересная возможность формирования адронных молекул, основанная на рассмотрении пентакварков, изучена в работе [78].

Ещё один эффект — торможение цветных частиц вакуумными конденсатными глюонными полями — рассмотрен в [79].

Исследовалась также феноменология непертурбативных эффектов в кварк-глюонных струях. В частности, в работе [80] были предложены модифицированные уравнения (9), в которых учёт взаимодействия с мягкими степенями свободы проводился с использованием аналогии с учётом неупругих ионизационных потерь в электромагнитных ливнях в веществе. Подробный анализ решений модифицированных уравнений эволюции был проведён в [81]. Диссипативные эффекты в КХД-струях с учётом когерентности рассмотрены в [82].

Важным аспектом феноменологии конфайнмента является обсуждение фазовой диаграммы КХД. Универсальный скейлинг, характеризующий описание критической адронной материи в терминах хагедорновского газа, был исследован в работе [83]. Описание фазовой диаграммы КХД в предположении о наличии отдельной фазы конституэнтных кварков дано в [15].

2.6. Электромагнитные процессы

в горячей сильновзаимодействующей среде

Важным направлением исследований Лаборатории было изучение электромагнитных сигналов, фотонов и дилептонных пар, генерируемых плотным горячим веществом, рождающимся на ранних стадиях соударений релятивистских тяжёлых ядер. Начало этому направлению в физике высоких энергий положили работы [84, 85], в которых дана количественная теория излучения фотонов и дилептонных пар кварк-глюонной плазмой, основанная на рассмотрении усреднения по среде корреля-

тора соответствующих электромагнитных токов. В качестве примера приведём выражение для спектра инвариантных масс M дилептонных пар [85]

$$\frac{dN_{l\bar{l}}}{dM} \sim \exp\left(-\frac{M}{T}\right) M^{3/2} T^{3/2} dV dt, \quad (28)$$

где T — температура плазмы.

Развитие представлений о ранней стадии соударений ультрарелятивистских тяжёлых ядер привело к развитию её описания в терминах глазмы — состояния глюонной материи, в котором доминирующими объектами являются хромозлектрические и хромомагнитные трубки, сформированные хромозлектрическими и хромомагнитными полями (см., например, [17]). Излучение дилептонных пар в глазме рассмотрено в работе [86]. В качестве примера приведём выражение для спектра фотонов

$$\frac{dN_\gamma}{dy d^2k_\perp} \sim \left(\frac{Q_{\text{sat}}}{k_\perp}\right)^\eta, \quad \eta \in \left[9, \frac{24}{5}\right]. \quad (29)$$

Излучение фотонов и дилептонов в точке фазового перехода между адронной и кварк-глюонной материей рассмотрено в работе [87]. Рассмотрение основывалось на использовании хагедорновского описания адронного газа, дополненного соображениями кварк-адронной дуальности, связанными с рассмотрением электрон-позитронной аннигиляции в адроны. В результате было показано, что в точке перехода дилептонные спектры адронного газа и кварк-глюонной плазмы совпадают. Результат можно интерпретировать как "освобождение" кварк-антикварковых токов в точке фазового перехода.

Излучение дилептонов, связанное с существованием гипотетической фазы конституэнтных кварков, было рассмотрено в работе [88]. Отметим также исследование двухфотонных корреляций в электромагнитном излучении, генерируемом кварк-глюонной плазмой, в [89].

2.7. Когерентное излучение

в сильновзаимодействующей среде

Естественным путём к построению количественного описания явлений, связанных с прохождением быстрых частиц через плотную горячую среду, является описание свойств квантовых мод с использованием понятия (хромо)электрической проницаемости, кодирующей релевантные свойства амплитуды рассеяния быстрой частицы на частицах среды. Обнаружение кольцевых событий в рассеянии адронов в космических лучах на ядрах при сверхвысоких энергиях привело к появлению гипотезы о черенковском излучении глюонов как базовом механизме, порождающем подобные события [90]. Теоретическое описание такого механизма, предложенное в работе [91], основывалось на выражении для показателя преломления среды $n(\omega)$ для излучения с частотой ω вида

$$n(\omega) = 1 + \frac{2\pi v}{\omega^2} T_f(\omega), \quad (30)$$

где v — плотность рассеивателей в среде, а $T_f(\omega)$ — амплитуда рассеяния вперёд для рассеяния излучения на конституэнте среды. Из оптической теоремы следует, что мнимая часть амплитуды $T_f(\omega)$ выражается через полное сечение рассеяния излучения на консти-

туэнте среды

$$\text{Im } T_f(\omega) = \frac{\omega}{4\pi} \sigma(\omega). \quad (31)$$

Стандартное рассмотрение приводит к выражению для черенковского угла θ_c вида

$$\theta_c = \sqrt{\frac{v}{\omega} \left(\frac{\text{Re } T_f(\omega)}{\text{Im } T_f(\omega)} \right)}. \quad (32)$$

Условием появления черенковского излучения является условие $\text{Re } T_f(\omega)/\text{Im } T_f(\omega) > 0$, которое действительно выполняется в некотором диапазоне энергий для ряда процессов адрон-адронного рассеяния.

Кольцевые события могут альтернативно быть описаны в терминах формирования конуса Маха. Сравнительный анализ черенковского механизма и механизма, связанного с формированием конуса Маха, проведён в работе [92]. Подробный анализ механизма черенковского излучения глюонов в контексте экспериментальных данных RHIC и LHC дан в работах [93–95].

Для реалистического описания черенковского глюонного излучения в среде необходимо учесть её поглощающие свойства. Для этого необходимо рассмотреть случай комплексной проницаемости среды $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$. Соответствующий анализ в работе [96] привёл к следующему выражению для спектра черенковского излучения на единицу длины:

$$\frac{1}{\omega} \frac{dW}{dl d\omega d\phi d \cos \theta} = \frac{4\alpha_s C_{V(F)}}{\pi} \frac{\cos \theta (1 - \cos^2 \theta) \Gamma(\omega)}{(\cos^2 \theta - \zeta(\omega))^2 + \Gamma^2(\omega)}, \quad (33)$$

где $C_{V(F)}$ — инварианты Казимира в векторном и фундаментальном представлении цветной группы и

$$\zeta(\omega) = \frac{\epsilon_1(\omega)}{\epsilon_1^2(\omega) + \epsilon_2^2(\omega)}, \quad \Gamma(\omega) = \frac{\epsilon_2(\omega)}{\epsilon_1^2(\omega) + \epsilon_2^2(\omega)}. \quad (34)$$

В работе [96] было проведено подробное сравнение с экспериментальными данными RHIC, учитывающее в том числе перерассеяние излучающих частиц.

Фундаментальным отличием квантовой хромодинамики в среде является возможность излучения черенковских глюонов глюонными токами, причём возможным оказывается также и рождение пары черенковских глюонов. Соответствующие вычисления были проведены в работе [98]. Приведём выражение для скорости рождения одиночного черенковского глюона с частотой ω в среде с хромодиелектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$, порождённого глюонным током с энергией E :

$$\begin{aligned} \gamma(\omega|E) &= \alpha_s N_c \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right) \left(1 - \frac{\omega}{E} - \frac{\epsilon - 1}{4} \frac{\omega^2}{E^2}\right) \times \\ &\times \left[1 + \frac{1}{2} \left(\epsilon + \frac{1 + \epsilon}{1 - \omega/E} + \frac{\epsilon}{(1 - \omega/E)^2}\right) \frac{\omega^2}{E^2} + \right. \\ &\left. + \frac{(1 + \epsilon)^2}{8(1 - \omega/E)^2} \frac{\omega^4}{E^4}\right]. \end{aligned} \quad (35)$$

Ещё одним фундаментальным явлением, связанным с когерентным излучением, является эффект Ландау–Померанчука. Подробное рассмотрение эффекта в рамках диаграммной техники в абелевом случае проведено в [99].

2.8. Неравновесная квантовая теория поля

Одним из самых фундаментальных вопросов при разработке количественной теории множественного рождения частиц является вопрос об истинной квантово-полевой природе системы, рождающейся в соударениях адронов и ядер высоких энергий. Понятно, что экспоненциальность спектров не является, вообще говоря, доказательством того, что в системе реализуется привычная схема установления локального термодинамического равновесия. В изучаемой системе мы, возможно, имеем дело с гораздо более сложной динамикой, природа которой связана с квантовой сущностью происходящего. В обзоре [37] имеется ссылка на пионерскую работу [102], где обсуждались квантовые механизмы, приводящие к наблюдаемой "термализации", но не сводящиеся к стандартным механизмам установления равновесия в кинетической теории. Через много десятилетий механизмы генерации энтропии, связанные, в частности, с квантовой запутанностью, стали одним из оснований современного понимания природы множественного рождения частиц и, в этом смысле, пророческие идеи, обсуждавшиеся в [102] и в [37, 100, 101], реализовались на новом витке развития теории множественного рождения частиц при высоких энергиях.

Систематическая разработка обсуждаемых вопросов требует привлечения/развития методов неравновесной квантовой теории поля. Развитию такого подхода к описанию физики взаимодействий адронов и ядер при высоких энергиях посвящены работы [103–106], в которых рассматривается модельная задача о неравновесной эволюции скалярного поля. Наиболее важными достижениями в этом направлении является установление соответствия между квазиклассическим разложением и диаграммной техникой Келдыша в [105] и получение общего выражения для сдвиговой вязкости в [106].



Фейнберг Евгений Львович (27.06.1912–10.12.2005), создавший в 1959 г. в теоретическом отделе ФИАН сектор "Физика высоких энергий" и активно работавший в нём до последних дней жизни: (а) в рабочем кабинете в 1973 г.; (б) на семинаре рядом с И.Е. Таммом; (в) с президентом РАН Ю.С. Осиповым (в центре) и В.Л. Гинбургом на банкете по случаю присуждения В.Л. Гинзбургу Нобелевской премии по физике 2003 г. (Центральный дом учёных, 19 января 2004 г.); (г) в рабочем кабинете в 2000 г.



Сотрудники Сектора/Лаборатории "Физика высоких энергий" Отделения теоретической физики им. И.Е. Тамма ФИАН, чьи статьи освещены в этом обзоре: (а) Фейнберг Евгений Львович (основатель Сектора/Лаборатории); (б) Андреев Игорь Васильевич; (в) Ройзен Илья Исаевич; (г) Миронов Андрей Дмитриевич; (д) Чернавский Дмитрий Сергеевич; (е) Дрёмин Игорь Михайлович (заведующий Сектором/Лабораторией с 1988 г. по настоящее время); (ж) Нечитайло Владимир Александрович; (з) Радовская Анна Александровна; (и) Алфимов Михаил Николаевич; (к) Леонидов Андрей Владимирович (автор данного обзора).

3. Заключение

За десятилетия работы лаборатории сделано очень много. Получен ряд результатов, в значительной мере определивших лицо физики сильных взаимодействий при высоких энергиях. Вместе с тем построение последовательной теории в этой области не завершено, исследования продолжают.

Хочу выразить глубокую признательность И.М. Дрёмину и А.Д. Миронову за прочтение рукописи обзора и ценные замечания и комментарии по его содержанию. Я также благодарен Н.Г. Полухиной за предоставленную возможность поместить в настоящий обзор портреты коллег из её замечательного фотоархива.

Список литературы

1. Фейнберг Е Л, Чернавский Д С *УФН* **82** 3 (1964); Feinberg E L, Chernavskii D S *Sov. Phys. Usp.* **7** 1 (1964)
2. Дрёмин И М, Ройзен И И, Чернавский Д С *УФН* **101** 385 (1970); Dremin I M, Roizen I I, Chernavskii D S *Sov. Phys. Usp.* **13** 438 (1971)
3. Фейнберг Е Л *УФН* **104** 539 (1971); Feinberg E L *Sov. Phys. Usp.* **14** 455 (1972)
4. Андреев И В, Дрёмин И М *УФН* **122** 37 (1977); Andreev I V, Dremin I M *Sov. Phys. Usp.* **20** 381 (1977)
5. Фейнберг Е Л *УФН* **128** 369 (1979); Feinberg E L *Sov. Phys. Usp.* **22** 479 (1979)
6. Фейнберг Е Л *УФН* **132** 255 (1980); Feinberg E L *Sov. Phys. Usp.* **23** 629 (1980)
7. Быков А А, Дрёмин И М, Леонидов А В *УФН* **143** 3 (1984); Bykov A A, Dremin I M, Leonidov A V *Sov. Phys. Usp.* **27** 321 (1984)
8. Чернавская О Д, Чернавский Д С *УФН* **154** 497 (1988); Chernavskaya O D, Chernavskii D S *Sov. Phys. Usp.* **31** 263 (1988)
9. Дрёмин И М *УФН* **160** (8) 105 (1990); Dremin I M *Sov. Phys. Usp.* **33** 647 (1990)
10. Дрёмин И М *УФН* **164** 785 (1994); Dremin I M *Phys. Usp.* **37** 715 (1994)
11. Де Вольф Е А, Дрёмин И М, Киттель В *УФН* **163** (1) 3 (1993); расширенный вариант статьи на англ. яз. см.: De Wolf E A, Dremin I M, Kittel W *Phys. Rep.* **270** 1 (1996)
12. Дрёмин И М, Леонидов А В *УФН* **165** 759 (1995); Dremin I M, Leonidov A V *Phys. Usp.* **38** 723 (1995)
13. Дрёмин И М *УФН* **172** 551 (2002); Dremin I M *Phys. Usp.* **45** 507 (2002)
14. Леонидов А В *УФН* **175** 345 (2005); Leonidov A V *Phys. Usp.* **48** 323 (2005)
15. Ройзен И И, Фейнберг Е Л, Чернавская О Д *УФН* **174** 473 (2004); Roizen I I, Feinberg E L, Chernavskaya O D *Phys. Usp.* **47** 427 (2004)
16. Дрёмин И М, Кайдалов А Б *УФН* **176** 275 (2006); Dremin I M, Kaidalov A B *Phys. Usp.* **49** 263 (2006)
17. Дрёмин И М, Леонидов А В *УФН* **180** 1167 (2010); Dremin I M, Leonidov A V *Phys. Usp.* **53** 1123 (2010)
18. Дрёмин И М *УФН* **183** 3 (2013); Dremin I M *Phys. Usp.* **56** 3 (2013)
19. Дрёмин И М *УФН* **185** 65 (2015); Dremin I M *Phys. Usp.* **58** 61 (2015)
20. Дрёмин И М *УФН* **190** 811 (2020); Dremin I M *Phys. Usp.* **63** 758 (2020)
21. Feinberg E L "Multiple production at super-high energies" (1960) Report
22. Дрёмин И М, Чернавский Д С *ЖЭТФ* **38** 229 (1960); Dremin I M, Chernavskii D S *Sov. Phys. JETP* **11** 167 (1960)
23. Дрёмин И М, Ройзен И И *Phys. Lett. B* **31** 71 (1970)
24. Волков Е И, Дрёмин И М, Дунаевский А М, Ройзен И И, Чернавский Д С *Ядерная физика* **17** 407 (1973)
25. Волков Е И, Дрёмин И М, Дунаевский А М, Ройзен И И, Чернавский Д С *Ядерная физика* **18** 437 (1973)
26. Дрёмин И М, Дунаевский А М *Phys. Rep.* **18** 159 (1975)
27. Дрёмин И М, Quigg C *Science* **199** 937 (1978)
28. Миронов А Д, Ройзен И И *Ядерная физика* **47** 1125 (1988); Mironov A D, Roizen I I *Sov. J. Nucl. Phys.* **47** 717 (1988)
29. Миронов А Д, Ройзен И И *Ядерная физика* **48** 194 (1988); Mironov A D, Roizen I I *Sov. J. Nucl. Phys.* **48** 123 (1988)
30. Андреев И В, Дрёмин И М *Письма в ЖЭТФ* **6** 810 (1967); Andreev I V, Dremin I M *JETP Lett.* **6** 262 (1967)
31. Дрёмин И М, Gevorgyan S R, Madigozhin D T *Eur. Phys. J. C* **81** 276 (2021)
32. Chernyshov D, Dogiel V, Dremin I *Physics* **6** 251 (2024)
33. Андреев И В *Письма в ЖЭТФ* **33** 367 (1981); Andreev I V *JETP Lett.* **33** 384 (1981)
34. Mironov A, Morozov A, Tomaras T N *Int. J. Mod. Phys. A* **24** 4097 (2009)
35. Дрёмин И М, Мадигожин Д Т, Яковлев В И *Изв. АН СССР. Сер. физическая* **50** 2116 (1986); Dremin I M, Madigozhin D T, Yakovlev V I *Bull. Acad. Sci. USSR* **50** 37 (1986)
36. Feinberg E L *Phys. Lett. B* **52** 203 (1974)

37. Feinberg E L "Hypothesis of thermalization of high-energy hadron production process", Report number IC/78/38 (Trieste: Intern. Centre for Theoretical Physics, 1978)
38. Feinberg E L *Z. Phys. C* **38** 229 (1988)
39. Kovalenko A, Leonidov A *Eur. Phys. J. C* **82** 378 (2022)
40. Леонидов А В *Письма в ЖЭТФ* **113** 620 (2021); Leonidov A V *JETP Lett.* **113** 599 (2021)
41. Kirakosyan M, Kovalenko A, Leonidov A *Eur. Phys. J. C* **79** 434 (2019)
42. Andreev I V, in *Quarks, Gluons, and Jets: Proc. of the 14th Rencontres de Moriond, Les Arcs, Savoie, France, March 11–23, 1979: Session 1 – High-Energy Hadronic Interactions* Vol. 1 (Ed. J Tran Thanh Van) (Dreux: Frontières Editions, 1979) p. 269
43. Андреев И В *Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях* (М.: Наука, 1981)
44. Грибов В Н, Липатов Л Н *Ядерная физика* **15** 1218 (1972); Gribov V N, Lipatov L N *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** 675 (1972)
45. Altarelli G, Parisi G *Nucl. Phys. B* **126** 298 (1977)
46. Докшицер Ю Л *ЖЭТФ* **73** 1216 (1977); Dokshitzer Yu L *Sov. Phys. JETP* **46** 641 (1977)
47. Андреев И В "Кварк-глюонные струи как ветвящиеся процессы и вычисление множественностей", Препринт № 110 (М.: ФИАН, 1980)
48. Дремин И М *Ядерная физика* **58** 1880 (1995); Dremine I M *Phys. Atom. Nucl.* **58** 1778 (1995)
49. Dremine I M, Hwa R C *Phys. Lett. B* **324** 477 (1994)
50. Dremine I M, Gary J W *Phys. Lett. B* **459** 341 (1999); *Phys. Lett. B* **463** 346 (1999) Erratum
51. Capella A, Dremine I M, Gary J W, Nechitailo V A, Tran Thanh Van J *Phys. Rev. D* **61** 074009 (2000)
52. Dokshitzer Yu L, Dremine I M *Nucl. Phys. B* **402** 139 (1993)
53. Dremine I M *Phys. Lett. B* **313** 209 (1993)
54. Dremine I M, Hwa R C *Phys. Rev. D* **49** 5805 (1994)
55. Дремин И М, Нечитайло В А *Письма в ЖЭТФ* **58** 945 (1993); Dremine I M, Nechitailo V A *JETP Lett.* **58** 881 (1993)
56. Дремин И М, Левченко Б Б, Нечитайло В А *Ядерная физика* **57** 1091 (1994); Dremine I M, Levchenko B B, Nechitailo V A *Phys. Atom. Nucl.* **57** 1029 (1994)
57. Dremine I M, Lam C S, Nechitailo V A *Phys. Rev. D* **61** 074020 (2000)
58. Leonidov A, Nechitailo V *Eur. Phys. J. C* **71** 1537 (2011)
59. Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **45** 505 (1987); Dremine I M *JETP Lett.* **45** 643 (1987)
60. Dremine I M, Gary J W *Phys. Rep.* **349** 301 (2001)
61. Липатов Л Н *Ядерная физика* **23** 642 (1976); Lipatov L N *Sov. J. Nucl. Phys.* **23** 338 (1976)
62. Кураев Э А, Липатов Л Н, Фадин В С *ЖЭТФ* **72** 377 (1977); Kuraev E A, Lipatov L N, Fadin V S *Sov. Phys. JETP* **45** 199 (1977)
63. Балицкий Я Я, Липатов Л Н *Ядерная физика* **28** 1597 (1978); Balitskii Ya Ya, Lipatov L N *Sov. J. Nucl. Phys.* **28** 822 (1978)
64. McLerran L, Venugopalan R *Phys. Rev. D* **49** 3352 (1994)
65. Jalilian-Marian J, Kovner A, Leonidov A, Weigert H *Nucl. Phys. B* **504** 415 (1997)
66. Jalilian-Marian J, Kovner A, Leonidov A, Weigert H *Phys. Rev. D* **59** 014014 (1998)
67. Iancu E, Leonidov A, McLerran L *Nucl. Phys. A* **692** 583 (2001)
68. Iancu E, Leonidov A, McLerran L *Phys. Lett. B* **510** 133 (2001)
69. Ferreira E, Iancu E, Leonidov A, McLerran L *Nucl. Phys. A* **703** 489 (2002)
70. Андреев И В *Ядерная физика* **37** 714 (1983)
71. Андреев И В *Ядерная физика* **41** 1345 (1985); Andreev I V *Sov. J. Nucl. Phys.* **41** 855 (1985)
72. Андреев И В *Письма в ЖЭТФ* **41** 486 (1985); Andreev I V *JETP Lett.* **41** 592 (1985)
73. Guendelman E I, Owen D A, Leonidov A *Int. J. Mod. Phys. A* **8** 4745 (1993)
74. Mironov A D, Morozov A, Tomaras T N *ЖЭТФ* **128** 381 (2005); *J. Exp. Theor. Phys.* **101** 331 (2005); hep-th/0503212
75. Дремин И М, Леонидов А В *Теоретическая и математическая физика* **51** 178 (1982); Dremine I M, Leonidov A V *Theor. Math. Phys.* **51** 432 (1982)
76. Дремин И М, Леонидов А В *Письма в ЖЭТФ* **37** 617 (1983); Dremine I M, Leonidov A V *JETP Lett.* **37** 738 (1983)
77. Вукон А А, Леонидов А В, Мironov А D *Mod. Phys. Lett. A* **4** 125 (1989)
78. Mironov A, Morozov A *Письма в ЖЭТФ* **102** 302 (2015); *JETP Lett.* **102** 271 (2015)
79. Leonidov A *Z. Phys. C* **66** 263 (1995)
80. Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **31** 201 (1980); Dremine I M *JETP Lett.* **31** 185 (1980)
81. Дремин И М, Леонидов А В *Ядерная физика* **35** 430 (1981); Dremine I M, Leonidov A V *Sov. J. Nucl. Phys.* **35** 247 (1982)
82. Леонидов А В, Островский Д М *Ядерная физика* **60** 119 (1997); Leonidov A V, Ostrovsky D M *Phys. Atom. Nucl.* **60** 110 (1997)
83. Leonidov A V, Zinovjev G M *Письма в ЖЭТФ* **63** 487 (1996); *JETP Lett.* **63** 510 (1996)
84. Фейнберг Е Л *Изв. АН СССР Сер. физическая* **34** 1987 (1970)
85. Feinberg E L *Nuovo Cimento A* **34** 391 (1976); CERN-TH-2156
86. Chiu M, Hemmick T K, Khachatryan V, Leonidov A, Liao J, McLerran L *Nucl. Phys. A* **900** 16 (2013)
87. Leonidov A V, Ruuskanen P V *Eur. Phys. J. C* **4** 519 (1998)
88. Chernavskaya O D, Feinberg E L, Rozyen I I *Ядерная физика* **65** 167 (2002); *Phys. Atom. Nucl.* **65** 161 (2002)
89. Andreev I V *Ядерная физика* **65** 1961 (2002); *Phys. Atom. Nucl.* **65** 1908 (2002)
90. Апанасенко А В, Добротин Н А, Дремин И М, Котельников К А *Письма в ЖЭТФ* **30** 157 (1979); Apanasenko A V, Dobrotin N A, Dremine I M, Kotel'nikov K A *JETP Lett.* **30** 145 (1979)
91. Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **30** 152 (1979); Dremine I M *JETP Lett.* **30** 140 (1979)
92. Dremine I M *Nucl. Phys. A* **767** 233 (2006)
93. Dremine I M, Sarycheva L I, Tlepov K Yu *Eur. Phys. J. C* **46** 429 (2006)
94. Dremine I M *Int. J. Mod. Phys. A* **22** 3087 (2007)
95. Dremine I M *Eur. Phys. J. C* **56** 81 (2008)
96. Dremine I M, Kirakosyan M R, Leonidov A V, Vinogradov A V *Nucl. Phys. A* **826** 190 (2009)
97. Dremine I M *Ядерная физика* **73** 684 (2010); *Phys. Atom. Nucl.* **73** 657 (2010)
98. Alfimov M N, Leonidov A V *Nucl. Phys. A* **875** 160 (2012)
99. Dremine I M, Lam C S *Mod. Phys. Lett. A* **13** 2789 (1998)
100. Сисакян И Н, Фейнберг Е Л, Чернавский Д С *ЖЭТФ* **52** 545 (1967); Sisakyan I N, Feinberg E L, Chernavskii D S *Sov. Phys. JETP* **25** 356 (1967)
101. Сисакян И Н, Фейнберг Е Л, Чернавский Д С *Труды ФИАН* **57** 164 (1971)
102. Пухов Н М, Чернавский Д С *Теоретическая и математическая физика* **7** 219 (1971); Pukhov N M, Chernavskii D S *Theor. Math. Phys.* **7** 487 (1971)
103. Leonidov A V, Radovskaya A A *Письма в ЖЭТФ* **101** 235 (2015); *JETP Lett.* **101** 215 (2015)
104. Leonidov A V, Radovskaya A A *Eur. Phys. J. C* **79** 55 (2019)
105. Radovskaya A A, Semenov A G *Eur. Phys. J. C* **81** 704 (2021)
106. Радовская А А, Семенов А Г *Физика элементарных частиц и атомного ядра* **52** 891 (2021); Radovskaya A A, Semenov A G *Phys. Part. Nucl.* **52** 564 (2021)

Physics of strong interactions at high energies

A.V. Leonidov, *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation*
E-mail: leonidov@td.lpi.ru

In 2024, we celebrate the 90th anniversary of the Lebedev Physical Institute of the USSR/Russian Academy of Sciences (LPI). One of the most important domains of scientific research at the LPI has been theoretical physics, undertaken in different areas, in the Theoretical Physics Department. In the present review, ideas on the physics of strong interactions developed at the Sector/Laboratory of High Energy Physics in the Theoretical Physics Department are discussed.

Keywords: high energy physics, strong interactions, quantum chromodynamics

PACS numbers: 01.65.+g, 12.38.–t, 13.85.–t

Bibliography — 106 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (9) 951–959 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.07.039708>

Received 30 June 2024, *revised* 1 July 2024

Physics – Uspekhi **67** (9) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.07.039708>