

УСТНЫЙ ВЫПУСК ЖУРНАЛА "УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК"

Экстремальные состояния вещества на Земле и в космосе

В.Е. Фортгов

Представлены результаты изучения поведения веществ при экстремально высоких давлениях и температурах, которые удаётся получить в лабораторных условиях посредством кумуляции кинетической или электромагнитной энергии. Рассмотрены также разнообразные состояния вещества и процессы, происходящие под действием сил гравитации и термоядерных энерговыделений.

PACS numbers: 07.35.+k, 29.20.-c, 42.62.-b, 97.60.-s

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906h.0653

Содержание

1. Введение (653).
 2. Вещество в экстремальных условиях. Классификация состояний (655).
 3. Высокие плотности энергии в лаборатории (660).
 - 3.1. Основные направления исследований. 3.2. Генераторы высоких плотностей энергии. 3.3. Статические и ударно-волновые методы. 3.4. Электродинамические методы.
 4. Мощные лазеры в физике высоких плотностей энергии (665).
 5. Релятивистские пучки заряженных частиц (668).
 - 5.1. Генерация макроскопических объёмов горячей плазмы. 5.2. Релятивистские столкновения ядер. Кварк-глюонная плазма.
 6. Астрофизические аспекты высоких плотностей энергии (673).
 - 6.1. Планеты, экзопланеты, субзвёзды, белые и коричневые карлики. 6.2. Сверхэкстремальные состояния, нейтронные и кварковые звёзды, чёрные дыры, магнитары, кротовые норы. 6.3. Космические струи, радиационные ударные волны, молекулярные облака и космические лучи. 6.4. Гамма-всплески. 6.5. Трансформация материи после Большого взрыва.
 7. Заключение (684).
- Список литературы (684).

1. Введение

*Мы уже знаем те законы, которым подчиняется поведение вещества во всех условиях, кроме экстремальных.
С. Хокинг. Краткая история времени*

Состояние вещества с предельно высокими температурами и давлениями, а следовательно, — с необычайно высокими концентрациями энергии, всегда привлекало исследователей возможностью получения новых рекорд-

ных параметров, перспективами продвижения в новые области фазовой диаграммы и получения в лабораторных условиях экзотических состояний, из которых возникла наша Вселенная в результате Большого взрыва и в которых сейчас находится подавляющая (95 %) часть барионного (видимого) вещества в природе: в плазме обычных и нейтронных звёзд, пульсаров, чёрных дыр и планет-гигантов, а также во множестве планет, в том числе недавно открытых. Прежде чем стать звездой, вещество Вселенной последовательно проходит круги разнообразных физических превращений: от кварков и бозонов — к сложным молекулам и вновь к атомам и частицам, от релятивистских энергий — к абсолютному нулю и вновь к состоянию высокоэнергетической и плотной плазмы, от гигантских плотностей — к глубокому вакууму и снова к плотности атомного ядра и кваркам. Поэтому наши фундаментальные знания относительно структуры, эволюции и истории Вселенной непосредственно зависят от понимания поведения материи при всех её трансформациях вплоть до её перехода в состояния с ультравысокой концентрацией энергии, что формирует не только конкретные физические модели, но и общие мировоззренческие концепции современного естествознания. Только последовательно наращивая доступные для изучения высокие плотности энергии на Земле и в космосе, мы можем, как на машине времени, продвинуться в прошлое, к сингулярным условиям Большого взрыва — к моменту рождения Вселенной около 15 млрд лет назад [1 – 10].

Кроме того, устойчивым прагматическим стимулом таких исследований является практическое применение экстремальных состояний в ядерной, термоядерной и импульсной энергетике, электрофизике высоких напряжений и мощностей, а также для синтеза сверхтвёрдых веществ, упрочнения и сварки материалов, противоударной защиты космических аппаратов и, конечно, для обороны, поскольку работа ядерных устройств с контролируемым (инерционный управляемый термоядерный синтез (УТС)) и квазиконтролируемым (атомные и водородные заряды) энерговыделением основана на иницировании ядерных реакций в сильно сжатом и разогретом ядерном топливе.

В.Е. Фортгов. Институт теплофизики экстремальных состояний Объединённого института высоких температур РАН, ул. Ижорская 13/19, 125412 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 484-23-00, (495) 483-23-14. Факс (495) 485-79-90
E-mail: fortov@ras.ru, fortov@ihed.ras.ru

Статья поступила 10 ноября 2008 г.

Революционные открытия в астрономии последних десятилетий [1, 5–10] (нейтронные звёзды, пульсары, чёрные дыры, γ -всплески, экзопланеты и т.д.) дают новые примеры экстремальных состояний, изучение которых необходимо для решения принципиальных вопросов современной астрофизики.

Применение мощных и изошрённых систем кумуляции энергии — химических и ядерных взрывчатых веществ (ВВ), пороховых, легкогазовых и электродинамических пушек, потоков заряженных частиц, лазерного и рентгеновского излучения, а также потоков релятивистских ионов позволило повысить скорость метания макроскопических ударников на три-четыре порядка величины, а давление в ударной волне — на шесть-восемь порядков по сравнению с таковыми во времена битвы Давида и Голиафа и достичь давлений мегабарно-гигабарного диапазона и "ядерной" плотности энергии вещества.

Использование высокочастотных электромагнитных полей для электродинамического ускорения заряженных частиц до околосветовых скоростей ($v/c \approx 0,999999991$) даёт возможность реализовать при фронтальном столкновении ультравысокие плотности энергии, $1,6 \times 10^{29} - 1,6 \times 10^{30}$ Дж см⁻³ ($1 - 10$ ГэВ фм⁻³), и давление порядка 10^{30} бар, достаточные для деконфайнмента кварков и возникновения кварк-глюонной плазмы, а также, возможно, для рождения бозона Хиггса. Эти ультравысокие плотности энергии, которые отстают по времени всего на несколько микросекунд от момента Большого взрыва, выводят исследователей на самые передовые рубежи современной физики.

Развитие физики экстремально высоких плотностей энергии в большой мере определяется реализацией оборонных, космических и ядерных программ, в которых экстремально высокие давления и температуры — необходимый элемент для направленного воздействия на вещество и инициирования ядерных реакций в сжатом и разогретом ядерном топливе. Наряду с этим постоянно расширяется круг технических приложений, связанных с физикой экстремальных состояний. Эти состояния вещества лежат в основе импульсных термоядерных реакторов с инерционным удержанием горячей плазмы, мощных взрывоманитных и магнитогиродинамических генераторов, энергоустановок и ракетных двигателей с газофазными ядерными реакторами, плазмохимических и сверхвысокочастотных (СВЧ) реакторов, плазмотронов и мощных источников оптического и рентгеновского излучения. Экстремальные состояния возникают при воздействии на вещество мощных ударных, детонационных и электровзрывных волн, концентрированного лазерного излучения, электронных и ионных пучков, при мощных химических и ядерных взрывах, импульсном испарении лайнеров пинчей и магнито-кумулятивных генераторов, гиперзвуковом движении тел в плотных атмосферах планет, высокоскоростном ударе и во многих иных ситуациях, характеризующихся предельно высокими давлениями и температурами. Физика приэлектродных, контактных и электровзрывных процессов при вакуумном пробое тесно связана с высокоэнергетической плазмой, определяющей работу мощных импульсных ускорителей, генераторов СВЧ-излучений и плазменных коммутаторов. Этот список легко продолжить.

Физика высоких плотностей энергии сегодня получила значительное развитие благодаря появлению новых

устройств генерации высоких плотностей энергии, таких как ускорители релятивистских ионов, лазеры, сильноточные Z-пинчи, взрывные и электровзрывные генераторы мощных ударных волн, многоступенчатые легкогазовые пушки и алмазные наковальни. Эти сложные и дорогие технические устройства позволили существенно продвинуться по шкале доступных для физического эксперимента значений концентрации энергии и получить в лабораторных или квазилабораторных условиях в макроскопических объёмах состояния в мегабарно-гигабарном диапазоне давлений, недостижимом при использовании традиционной экспериментальной техники. Применение новых генераторов для кумуляции высоких плотностей энергии приводит к разнообразным интересным физическим эффектам, таким как радикальная перестройка энергетического спектра и состава сжатого и разогретого вещества [1–5, 11], а также к новым коллективным эффектам, появлению разнообразных неустойчивостей при взаимодействии потоков направленной энергии с плотной плазмой, нестационарному движению плазмы в условиях значительного радиационного переноса энергии, к релятивистским, гравитационным и ядерным явлениям и ряду других необычных эффектов, которые сейчас, если и можно предсказать, то только в самом общем виде [5–7].

В последнее время интерес к науке об экстремальных состояниях резко усилился также в связи с новыми интригующими астрофизическими данными, полученными с помощью наземных и космических телескопов нового поколения с различной длиной волны и автоматическими космическими станциями.

И хотя верхний предел давления лабораторной плазмы пока отличается от максимального астрофизического значения на 20–30 порядков, этот разрыв стремительно сокращается, а физические процессы в лаборатории и космосе часто демонстрируют поразительное разнообразие и вместе с тем глубокие аналогии, свидетельствуя, как минимум, о единстве физических принципов поведения вещества в широчайших диапазонах плотности (42 порядка) и температуры (до 10^{21} К).

Сегодня мы ясно видим, что изучение вещества в экстремальных условиях является одной из наиболее "горячих" и интенсивно развивающихся фундаментальных научных дисциплин, находящихся на стыке физики плазмы, физики конденсированного состояния, ядерной, атомной и молекулярной физики, нелинейной оптики, релятивистской и магнитной гидродинамики с большим разнообразием стимулированных сжатием и разогревом физических эффектов и постоянно расширяющимся набором объектов и состояний, в которых плазменная неидеальность играет определяющую роль. Несмотря на чрезвычайное разнообразие объектов, экспериментальных и астрофизических ситуаций, все они объединены определяющей ролью высокой плотности энергии в их физическом поведении.

Неслучайно из 30 проблем "физического минимума на начало XXI века", выдвинутых В.Л. Гинзбургом [6], половина в той или иной мере посвящена физике высоких плотностей энергии.

Все эти обстоятельства являются постоянным устойчивым стимулом для интенсивных теоретических и экспериментальных исследований, в результате которых в последнее время получено большое количество новых, а главное надёжных, сведений о термодинамических,

структурных, газодинамических, оптических, электрофизических и транспортных свойствах вещества в экстремальных условиях. Эти конкретные сведения содержатся в обширном потоке оригинальных публикаций и докладов на конференциях, часть из которых малодоступна российским специалистам.

"Высокой" плотностью энергии в веществе традиционно принято [1–5, 9] считать величину, превышающую 10^4 – 10^5 Дж см⁻³, что соответствует энергии связи конденсированных сред (например, ВВ, Н₂ или металлов) и уровню давления в несколько миллионов атмосфер.

Как правило, вещество в условиях высокой плотности энергии находится в плазменном — ионизованном — состоянии вследствие процессов термической ионизации и/или ионизации давлением. В астрофизических объектах такое сжатие и разогрев осуществляется гравитационными силами и ядерными реакциями, а в лабораторных условиях — мощными ударными волнами, для возбуждения которых применяется широкий набор драйверов — от двухступенчатых газовых пушек [12] до лазеров [13, 14] и сильноточных Z-пинчей [15, 16] мощностью в несколько сотен тераватт¹. При этом, если в астрофизических объектах время существования экстремальных состояний варьируется от нескольких миллисекунд до нескольких миллиардов лет, позволяя проводить их подробное наблюдение и измерение с помощью космических зондов, орбитальных и наземных телескопов, то в земных условиях речь идёт о микросекундно-фемтосекундном диапазоне длительности [2–4, 14], что требует применения специфических предельно быстрых средств диагностики.

В настоящее время для каждой масштабной физической установки, генерирующей экстремально высокие давления и температуры, кроме программ, направленных на решение прагматических целевых задач импульсной энергетики или обороны, имеются программы работ (часто международные) по фундаментальной физике высоких плотностей энергии. Важно, что экспериментальные возможности импульсной техники стремительно возрастают, уверенно вторгаясь в область мегабарно-гигабарного диапазона. Эти рекордно высокие параметры, дополненные данными, полученными в экспериментах на алмазных наковальнях, взрывных и электро-взрывных устройствах и легкогазовых пушках, являются сейчас источником новой и нередко неожиданной информации о поведении плазмы с экстремальными параметрами [3, 4].

Интересно, что при проведении экспериментов с лабораторной плазмой экстремальных состояний уже сейчас удаётся в малом масштабе частично воспроизвести многие параметры астрофизических объектов и происходящие в них явления и процессы, информация о которых стала доступной в результате применения земных и космических наблюдательных средств. Это сведения о гидродинамическом перемешивании и неустойчивостях, ударно-волновых явлениях, сильноизлучающих и релятивистских потоках и струях, солитонах, релятивистских явлениях, уравнениях состояния, составе и спектрах сжатой неидеальной плазмы, а также о характеристиках межзвёздной космической плазмы, пыли и др.

Характерной особенностью физики высоких плотностей энергии является крайняя сложность и сильная

нелинейность происходящих в ней плазменных процессов, важность коллективного межчастичного взаимодействия и релятивизм, что делает изучение явлений в этой области интересным и захватывающим, привлекающим к себе всё новых и новых исследователей.

Учитывая эти обстоятельства, Национальный научный совет (NRC) США сформулировал масштабную национальную программу работ [5] в области физики высоких плотностей энергии, придав ей приоритетный характер. Аналогичные программы работ энергично реализуются во многих развитых странах, способных создать необходимые экспериментальные устройства и имеющих соответствующих квалифицированных специалистов.

В докладе сделана попытка систематизировать, обобщить и изложить с единой точки зрения экспериментальный и теоретический материал, относящийся к этой новой области науки и показать вслед за Лукрецием Каром, "как из смешенья стихий бесконечные сонмы созданий странных и многообразных на вид происходят" [17]. Автор старался обсудить как можно более широкий круг вопросов именно физики высоких плотностей энергии. Поэтому многие интересные астрофизические, лазерные и ядерно-физические проблемы, а также технические приложения будут изложены кратко, но по ходу изложения будут делаться ссылки на оригинальные статьи и монографии, в которых эти вопросы рассматриваются подробно. Поскольку невозможно включить в один доклад всё, что известно про экстремальные состояния сегодня, акцент сделан на те вопросы, которые представляются наиболее интересными автору и над которыми ему пришлось работать непосредственно.

Ввиду обширности и разнородности материала, изложение в ряде случаев будет носить лапидарный характер и сопровождаться ссылками на специализированные обзоры и монографии [1–10, 18–34].

2. Вещество в экстремальных условиях. Классификация состояний

На рисунке 1а представлена схематическая диаграмма экстремальных состояний, которые реализуются в ряде природных объектов и в лабораторных или квазилабораторных условиях.

Возникновение экстремальных состояний в природе вызвано силами тяготения, имеющими дальнедействующий и, в отличие от характера кулоновских сил (в плазме), незранируемый характер. Эти силы сжимают и разогревают вещество либо непосредственно, либо играют роль дополнительного стимулятора экзотермических ядерных реакций в массивных астрофизических объектах [1, 6, 7].

Масштабы реализуемых в природе экстремальных состояний способны поразить самое смелое воображение (рис. 1б, в). На дне Марианской впадины (глубина 11 км) давление воды p достигает 1,2 кбар; в центре Земли $p \sim 3,6$ Мбар, температура $T \sim 0,5$ эВ, плотность $\rho \sim 10$ – 20 г см⁻³; в центре Юпитера $p \sim 40$ – 60 Мбар, $\rho \sim 30$ г см⁻³, $T \sim 2 \times 10^4$ К; в центре Солнца $p \sim 240$ Гбар, $T \sim 1,6 \times 10^3$ эВ, $\rho \sim 150$ г см⁻³; в остывающих звёздах — белых карликах — $p \sim 10^{10}$ – 10^{16} Мбар, $\rho \sim 10^6$ – 10^9 г см⁻³, $T \sim 10^3$ эВ. В мишенях УТС с инерционным удержанием плазмы $p \sim 200$ Гбар, $\rho \sim 150$ – 200 г см⁻³, $T \sim 10^8$ эВ. Нейтронные звёзды, являющиеся элементами пульсаров, чёрных дыр, γ -всплесков и магни-

¹ Мощность всех электростанций Земли составляет около 3,5 ТВт.

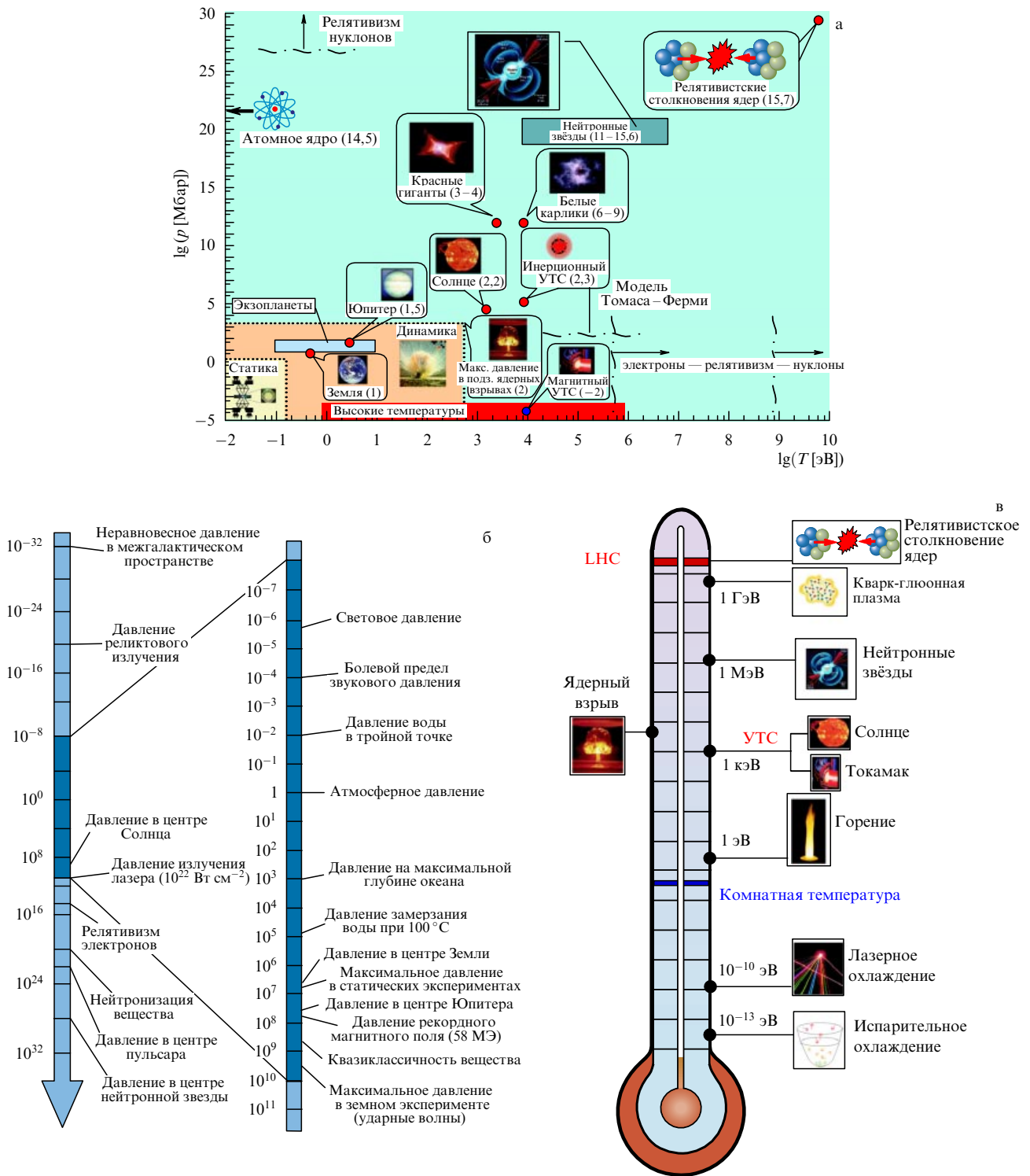


Рис. 1. (а) Экстремальные состояния [1] в природе и лаборатории. Числа в скобках указывают логарифм плотности, измеряемой в г см^{-3} , области, отмеченные как "Статика" и "Динамика", соответствуют статическому и динамическому методам получения высоких давлений, "Высокие температуры" — экспериментам при высоких температурах. (б) Шкала давлений (1 атм $\approx 10^5$ Па) в природе составляет примерно 64 порядка величины. Правая часть шкалы относится к достижимым в эксперименте условиям [18]. (в) Шкала температур.

таров, имеют, по-видимому, рекордно высокие параметры: $p \sim 10^{19}$ Мбар, $\rho \sim 10^{11}$ г см^{-3} , $T \sim 10^4$ эВ для мантии и $p \sim 10^{22}$ Мбар, $\rho \sim 10^{14}$ г см^{-3} , $T \sim 10^4$ эВ для ядра при гигантском магнитном поле, $10^{11} - 10^{16}$ Гс.

Как отмечалось во введении, под нижней границей "высоких плотностей энергии" мы будем понимать значения плотности энергии $10^4 - 10^5$ Дж см^{-3} , сравнимые

с энергией связи конденсированного вещества, что соответствует энергии связи валентных электронов (несколько электронвольт) и давлениям порядка 100 кбар – 1 Мбар. Эти давления значительно превосходят пределы механической прочности веществ и делают необходимым учёт их сжимаемости и, следовательно, гидродинамического движения при импульсном энерговыделении.

В области низких давлений и температур вещество существует в тех чрезвычайно многообразных молекулярных и структурных формах, с которыми мы сталкиваемся ежедневно при нормальных условиях [1]. Физические, химические, структурные и биологические свойства вещества являются резкими немонотонными функциями заряда ядра и элементного состава. Эти свойства определяются деталями и особенностями расположения энергетических уровней атомов, ионов и молекул, что в конечном счёте и обуславливает исключительное разнообразие форм и явлений живой и неживой природы на Земле. Периодическая система элементов в определённой мере отражает эти особенности.

С возрастанием плотности энергии (p и T) вещество приобретает всё более универсальную — "автомодельную" — структуру [1, 2]. Возрастание давления и температуры разрушает молекулярные комплексы, образуя атомарные состояния, которые затем вследствие температурной ионизации и/или ионизации давлением теряют внешние электроны, ответственные за химические связи. Электронные оболочки атомов и ионов деформируются, приобретая всё более регулярное заполнение уровней, а кристаллическая решётка после серии полиморфных переходов (обычно это происходит при $p < 0,5$ Мбар) преобразуется в плотноупакованную объёмноцентрированную кубическую структуру.

Эти процессы "упрощения" свойств вещества происходят тогда, когда характерная плотность энергии становится порядка энергии валентных оболочек, составляя $e^2/a_B^4 \sim 3 \times 10^{14}$ эрг см⁻³ (где $a_B = \hbar^2/(me^2) \approx 5,2 \times 10^{-9}$ см — боровский радиус) [1, 2], что и определяет порядок величин нижней границы "универсализации" вещества: $T \sim 10$ эВ, $p \sim 300$ Мбар. Количественное положение границ универсализации зависит от конкретного вещества, и их экспериментальное установление является ответственной задачей физики высоких плотностей энергии. Тем более, что теория [19] предсказывает большое разнообразие в поведении вещества в ультратемпературном диапазоне давлений — оболочечные эффекты [19], электронные и плазменные фазовые переходы [20, 21, 35–44] и т. п.

Верхняя граница экстремальных состояний вещества, которая устанавливается на основе современных представлений физики высоких энергий [7, 10, 45, 46] и наблюдательных астрофизических данных, ограничена, пожалуй, только смелостью нашей фантазии. Доступные для современных физических представлений ультраэкстремальные параметры вещества определяются так называемыми планковскими величинами [7, 45, 46], являющимися комбинациями фундаментальных констант: постоянной Планка \hbar , скорости света c , гравитационной постоянной G и постоянной Больцмана k_B :

$$\text{длина } l_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} = \frac{\hbar}{m_P c} = 1,62 \times 10^{-33} \text{ см};$$

масса (так называемая масса "максимона"):

$$m_P = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = 2,18 \times 10^{-5} \text{ г};$$

$$\text{время } t_P = \frac{l_P}{c} = \frac{\hbar}{m_P c^2} = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}} = 5,39 \times 10^{-44} \text{ с};$$

$$\text{температура } T_P = \frac{m_P c^2}{k_B} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G k_B^2}} = 1,42 \times 10^{32} \text{ К};$$

$$\text{энергия } \mathcal{E}_P = m_P c^2 = \frac{\hbar}{t_P} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}} = 1,96 \times 10^9 \text{ Дж};$$

$$\text{плотность } \rho_P = \frac{m_P}{l_P^3} = \frac{\hbar t_P}{l_P^5} = \frac{c^5}{\hbar G^2} = 5,16 \times 10^{93} \text{ г см}^{-3};$$

$$\text{сила } F_P = \frac{\mathcal{E}_P}{l_P} = \frac{\hbar}{l_P t_P} = \frac{c^4}{G} = 1,21 \times 10^{44} \text{ Н};$$

$$\text{давление } p_P = \frac{F_P}{l_P^2} = \frac{\hbar}{l_P^3 t_P} = \frac{c^7}{\hbar G^2} = 4,63 \times 10^{113} \text{ Па};$$

$$\text{заряд } q_P = \sqrt{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = 1,78 \times 10^{-18} \text{ Кл};$$

$$\text{мощность } P_P = \frac{\mathcal{E}_P}{t_P} = \frac{\hbar}{t_P^2} = \frac{c^5}{G} = 3,63 \times 10^{52} \text{ Вт};$$

$$\text{электрический ток } I_P = \frac{q_P}{t_P} = \sqrt{\frac{4\pi\epsilon_0 c^6}{G}} = 3,48 \times 10^{25} \text{ А};$$

$$\text{напряжение } V_P = \frac{\mathcal{E}_P}{q_P} = \frac{\hbar}{q_P t_P} = \sqrt{\frac{c^4}{4\pi\epsilon_0 G}} = 1,05 \times 10^{27} \text{ В};$$

напряжённость электрического поля

$$E_P = \frac{V_P}{l_P} = \frac{1}{G} \sqrt{\frac{c^7}{4\pi\epsilon_0 \hbar}} = 6,4 \times 10^{59} \text{ В см}^{-1};$$

напряжённость магнитного поля

$$H_P = \frac{1}{G} \sqrt{\frac{4\pi\epsilon_0 c^9}{\hbar}} = 2,19 \times 10^{60} \text{ А м}^{-1} = 1,74 \times 10^{62} \text{ Э}.$$

Такие суперэкстремальные параметры материи, при которых известные нам законы физики, по-видимому, уже не работают, могли бы реализоваться в начале Большого взрыва или в сингулярности при коллапсе чёрных дыр. Для этой области обсуждаются физические модели, предполагающие, что наше пространство имеет более трёх пространственных измерений, а обычное вещество находится в трёхмерном многообразии — на бране [47], вложенной в это многомерное пространство.

Возможности современного эксперимента в области физики высоких энергий, которые пока ещё очень далеки от планковских значений, позволяют выснить свойства элементарных частиц при энергиях вплоть до 0,1–10 ТэВ и расстояниях вплоть до 10^{-16} см. Важным событием стал запуск в ЦЕРНе Большого адронного коллайдера (ЛНС), на котором станет доступной область энергий тераваттного масштаба.

Если не выходить [1] за пределы нерелятивистской относительно нуклонов области энергии $mc^2 \sim 1$ ГэВ, то получим граничную температуру 10^9 эВ, плотность энергии 10^{37} эрг см⁻² и давление порядка 10^{25} Мбар, хотя в ядрах нейтронных и кварковых звёзд и на ранних нано- и микросекундных этапах эволюции Вселенной

возникали, возможно, более экстремальные состояния материи.

Наши экспериментальные возможности, хотя и быстро прогрессируют, но, конечно, позволяют лишь немного "заглянуть" в область экстремальных астрофизических состояний.

Пальма первенства принадлежит сейчас динамическим методам [2–4, 11, 12, 35, 36, 42], основанным на импульсной кумуляции высоких плотностей энергии в веществе. Время жизни таких высокоэнергетических состояний определяется временем инерционного разлёта плазмы, имеющего характерный масштаб $10^{-10} - 10^{-6}$ с, что требует применения быстрых и изощрённых средств диагностики. Физические условия, соответствующие нижней границе интересующих нас состояний, приведены в табл. 1 [3–5, 30]. Видно, что получение высокой плотности энергии в плазме предъявляет весьма серьёзные требования к средствам генерации, делая необходимой эффективную пространственную и временную компрессию мощности.

Являясь наиболее распространённым состоянием вещества в природе (98 % массы Вселенной, без тёмной материи), плазма занимает практически всю область фазовой диаграммы. При этом особую трудность при физическом описании такой среды представляет собой область неидеальной плазмы, в которой энергия межчастичного кулоновского взаимодействия $e^2 n^{1/3}$ является сравнимой с кинетической энергией движения частиц E_k или превосходит её. В этой области параметр неидеальности плазмы $\Gamma = e^2 n^{1/3} / E_k > 1$, поэтому эффекты плазменной неидеальности не могут быть описаны

Таблица 1. Физические параметры и условия, соответствующие высоким плотностям энергии ($10^4 - 10^5$ Дж см $^{-3}$) [5]

Физические условия и параметры	Значения параметров
Плотность энергии W Давление p	$\sim 10^4 - 10^5$ Дж см $^{-3}$ $\sim 0,1 - 1$ Мбар
Конденсированные взрывчатые вещества: плотность энергии давление температура плотность скорость детонации	$\sim 10^4$ Дж см $^{-3}$ ~ 400 Кбар, ~ 4000 К, $\sim 2,7$ г см $^{-3}$, $\sim 9 \times 10^5$ см с $^{-1}$
Удар алюминиевой пластины по алюминию, скорость Удар молибденовой пластины по молибдену, скорость	$(5 - 13,2) \times 10^5$ см с $^{-1}$ $(3 - 7,5) \times 10^5$ см с $^{-1}$
Электромагнитное излучение, лазер, интенсивность q ($W \sim q$), температура чёрного тела T ($p \sim T^4$)	$2,6 \times 10^{15} - 3 \times 10^{15}$ Вт см $^{-2}$ $2 \times 10^2 - 4 \times 10^2$ эВ
Напряжённость электрического поля E ($W \sim E^2$) Индукция магнитного поля B ($W \sim B^2$)	$0,5 \times 10^9 - 1,5 \times 10^9$ В см $^{-1}$ $1,6 \times 10^2 - 5 \times 10^2$ Тл
Плотность плазмы n при $T = 1$ кэВ ($p = nk_B T$)	$6 \times 10^{19} - 6 \times 10^{20}$ см $^{-3}$
Интенсивность лазерного излучения q , $\lambda = 1$ мкм, $W \sim q^{2/3}$	$0,86 \times 10^{12} - 4 \times 10^{12}$ Вт см $^{-2}$
Температура чёрного тела T ($p \sim T^{3,5}$)	66–75 эВ

теорией возмущений [1, 3, 4], а применение численных беспараметрических методов Монте-Карло или молекулярной динамики [20, 41] затруднено в связи со сложностью выбора адекватных псевдопотенциалов и правильного учёта квантовых эффектов.

Эффекты релятивизма электронов в уравнении состояния и транспортных свойствах плазмы в случае $m_e c^2 \approx k_B T$ соответствуют $T \approx 0,5$ МэВ (6×10^6 К). При температурах, превышающих это значение, вещество становится неустойчивым по отношению к спонтанному рождению электрон-позитронных пар.

Квантовые эффекты определяются параметром вырождения $n\lambda^3$ ($\lambda = (\hbar^2/2mk_B T)^{1/2}$ — тепловая дебройлевская длина волны). Для вырожденной плазмы, $n\lambda^3 > 1$, масштабом кинетической энергии является энергия Ферми $E_F \sim \hbar^2 n^{2/3}/2m$, которая возрастает с увеличением плотности плазмы n , делая её по мере сжатия, $n \rightarrow \infty$, всё более идеальной: $\Gamma = me^2/(\hbar^2 n^{1/3}) \rightarrow 0$. Условие релятивизма, соответствующее соотношению $m_e c^2 \approx E_F \approx 0,5$ МэВ, даёт значение плотности порядка 10^6 г см $^{-3}$.

Похожая асимптотика имеется и в другом предельном случае — в случае классической ($n\lambda^3 \ll 1$) плазмы при малых температурах, $T \rightarrow 0$, в которой $E_k \approx k_B T$ и которая становится всё более идеальной, $\Gamma \sim e^2 n^{1/3}/(k_B T)$, при её разогреве. Таким образом, периферия фазовой диаграммы вещества занята идеальной ($\Gamma \ll 1$) бозе-мановской ($n\lambda^3 \ll 1$) или вырожденной ($n\lambda^3 > 1$) плазмой, описываемой развитыми сейчас адекватными физическими моделями [1–4, 20, 37–40], которые в ряде случаев удаётся проверить в динамическом эксперименте.

Наибольшую трудность для изучения представляет собой обширная область неидеальной плазмы $\Gamma \geq 1$, связанная с многочисленными техническими приложениями (плазма металлов и полупроводников, импульсная энергетика, взрывы, дуги, электрические разряды, импульсный термоядерный синтез) и с астрофизическими объектами, такими как планеты-гиганты, экзопланеты, коричневые карлики, нейтронные и кварковые звёзды и т.п., для которых теория предсказывает качественно новые физические эффекты — металлизацию, "холодную" ионизацию, диэлектризацию, плазменные фазовые переходы и т.п. [2–4, 22].

Особый интерес вызывают плазменные фазовые переходы в сильнонеидеальных кулоновских системах: кристаллизация пылевой плазмы [40, 43] и ионов в электростатических ловушках [44], циклотронах [48, 49], электролитах [50, 51], коллоидных системах [52] и в двумерных электронных системах на поверхности жидкого гелия [53], экситонная конденсация в полупроводниках и т.п. Отметим недавно открытый фазовый переход в термической дейтериевой плазме [37–39, 54], квазиadiaбатически сжатой до мегабарных давлений серией реверберующих ударных волн.

Поиск качественно новых эффектов такого рода в неидеальной области параметров является сильным и постоянно действующим стимулом исследований вещества при высоких плотностях энергии [2–5].

Другой характерной особенностью плазмы с высокой концентрацией энергии является коллективный характер её поведения и сильная нелинейность её реакции по отношению к внешним энергетическим воздействиям, таким как ударные и электромагнитные волны, соли-

тоны, потоки лазерного излучения и быстрых частиц. Так, распространение электромагнитных волн в плазме возбуждает ряд параметрических неустойчивостей (комбинационное, томпсоновское и бриллюэновское рассеяние света), самофокусировку и филаментацию излучения, развитие неустойчивостей релятивистской природы, генерацию быстрых частиц и струй, а при более высоких интенсивностях — "вскипание" вакуума с рождением электрон-позитронных пар [5, 14, 23–27, 55–61].

Большое внимание при экстремальных энергетических воздействиях уделяется нестационарным гидродинамическим явлениям, таким как неустойчивость ударных волн и ламинарных течений [55, 62], динамика струй и солитонов, высокоскоростные (число Маха $Ma \approx 15–20$) ударные, магнитогидродинамические и радиационные (тепловые) волны, турбулентность и турбулентное перемешивание в сжимаемой и излучающей среде [9, 62] (рис. 2).

Все эти интересные и сугубо нелинейные эффекты проявляются как в астрофизической плазме, так и в лабораторной и несмотря на гигантское различие в пространственных масштабах имеют много общего, составляя предмет изучения "лабораторной астрофизики" [9, 60], которая позволяет воспроизводить в микроскопических объёмах вещества состояния и процессы с высокой плотностью энергии, характерной для астрофизических объектов. Особую ценность представляет собой информация по уравнению состояния, составу плазмы, оптическим и транспортным свойствам, спектрам излучения и поглощения, сечениям элементарных процессов, коэффициентам радиационной теплопроводности и свойствам релятивистской плазмы.

Исследования нелинейных оптических явлений при взаимодействии мощных коротких лазерных импульсов с плазмой позволяют резко продвинуться по шкале плотности энергии и удельной мощности, давления и температуры посредством генерации в лабораторных

условиях релятивистской плазмы с экстремальными параметрами и получения рекордно высоких в земных условиях интенсивностей электрических и магнитных полей, приводящих, в частности, к генерации потоков высокоэнергетических электронов и ионов [26, 27]. Такие исследования уже сейчас дали много нового для физики плазмы, управляемого термоядерного синтеза, астрофизики, технологических и оборонных применений. Развитие этих работ может привести к появлению принципиально новых высокоградиентных ускорителей электронов, новых источников высокочастотного излучения и света (см. раздел 4), средств диагностики и новых схем термоядерного синтеза (см. раздел 6).

Короткоимпульсные мощные электронные пучки могут генерировать интенсивные плазменные волны, которые в сочетании с пондеромоторными силами [26, 27] вытесняют электроны из плазменного канала и создают плазменные линзы для транспорта энергии к центру сжатых термоядерных мишеней. Кроме того, релятивистские электронные пучки с гигантской пиковой мощностью возникают в плазме под действием мощных внутривлазменных полей. Так, под действием лазеров петаваттной мощности получены гигантские электронные и ионные токи, на несколько порядков превосходящие альвеновский предел, и потоки заряженных частиц с энергией в мегавольтном диапазоне [26, 27, 57–59].

В свою очередь, взаимодействие интенсивных электронных пучков с мощными короткими лазерными импульсами даёт возможность проводить лабораторные эксперименты в области квантовой электродинамики, в которых наблюдаются рождение электрон-позитронных пар и возникновение комптоновского рентгеновского излучения [26, 27, 61, 63]. Это открывает интересные перспективы для создания компактных источников рентгеновского излучения с рекордно высокой яркостью для материаловедения и медицины.

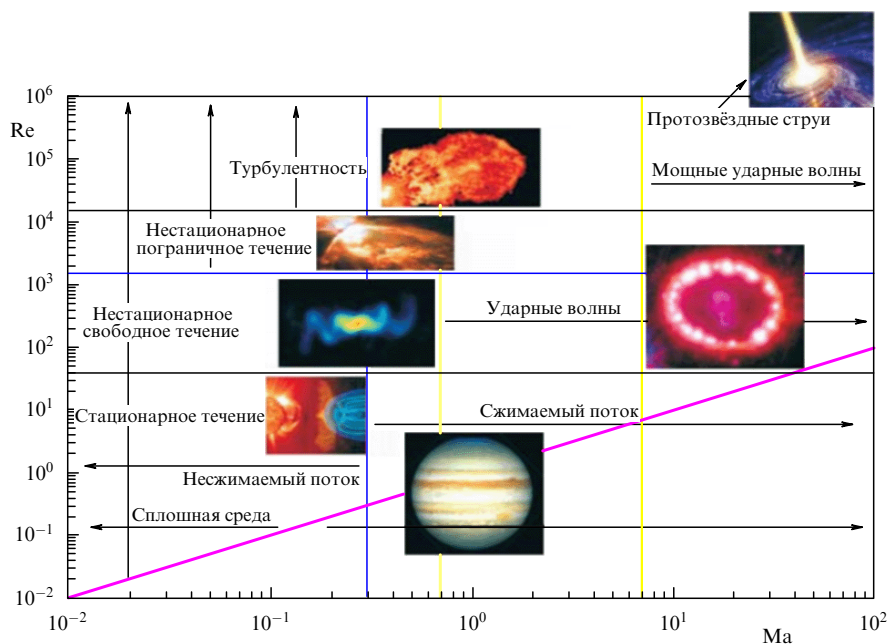


Рис. 2. Гидродинамические режимы, относящиеся к физике высоких плотностей энергии [5]. При взрыве сверхновой типа Ia число Маха изменяется от 0,01 в области термоядерного горения до 100 в ударной волне от взрыва поверхности сверхновой. В большинстве астрофизических явлений число Рейнольдса $Re > 10^6$ [5].

Генерация интенсивных релятивистских электронных пучков привлекательна также с точки зрения их использования как активной среды для создания лазеров на свободных электронах. Речь идёт о рентгеновских источниках "четвёртого поколения" с рекордно высокой мощностью и перестраиваемой длиной волны, что крайне важно для молекулярных, биологических и материаловедческих исследований.

Использование ударных волн, генерируемых источниками с высокой локальной плотностью энергии, позволяет сильно расширить диапазон доступных для эксперимента давлений и температур и проникнуть тем самым в область параметров, находящихся между параметрами химических ВВ и параметрами, достигаемыми в уникальных условиях подземных ядерных взрывов. Уже в первых экспериментах с лазерными, пучковыми и электродинамическими ударными волнами удалось получить интересные экспериментальные данные об уравнениях состояния водорода, дейтерия, меди, железа, углерода и воды и использовать их для анализа строения планет-гигантов Солнечной системы и экзопланет [2–4, 11, 12, 14–16, 22].

3. Высокие плотности энергии в лаборатории

3.1. Основные направления исследований

Цель экспериментов по макроскопической физике высоких плотностей энергии состоит в генерации экстремальных параметров вещества, значения которых находятся на пределе возможностей современного эксперимента. Уже сейчас объектами лабораторных исследований стали состояния плазмы с максимальным давлением в несколько сотен или тысяч мегабар, температурой до 10^9 К и плотностью энергии 10^9 Дж см⁻³, сопоставимой с плотностью энергии ядерного вещества [3, 4, 22, 29, 64, 65]. Согласно развитым сегодня представлениям [23–25, 28] для осуществления управляемой термоядерной реакции с инерционным удержанием плазмы необходимо за 10^{-9} с энергию в несколько мегаджоулей подвести к сферической мишени, в центре которой возникнет дейтерий-тритиевая плазма с экстремально высокими параметрами: $T \approx (1-2) \times 10^8$ К, $\rho \approx 200$ г см⁻³, $p \approx 150-200$ Гбар, что близко к условиям центра Солнца. Соответствующая мощность лазера должна на порядки превосходить суммарную мощность всех электростанций Земли. Для этой цели создаются лазерные установки — Национальная установка для зажигания (National Ignition Facility, NIF) в США [3, 4, 66] и LMJ (от франц. — Laser MégaJoule) во Франции [67–69], а также — установки мягкого рентгеновского излучения высокоочастотных Z-пинчей (Zeta, США) [70–72] и пучков релятивистских тяжёлых ионов [73, 74].

Эти условия, необходимые для зажигания управляемой термоядерной реакции, являются крайне экзотическими для земных условий, но вполне типичными для подавляющей части вещества во Вселенной, сжатого гравитационными силами в недрах звёзд и других астрофизических объектов. При этом в физике высоких плотностей энергии возникает ряд увлекательных задач, от решения которых зависит прогресс в этой и смежных областях знаний [5].

Фундаментальное значение имеет изучение уравнения состояния вещества и состава плазмы в широкой области

фазовой диаграммы, включающей в себя условия планет-гигантов, экзопланет, карликов, гигантов и нейтронных звёзд, установление границ квазиклассичности (модель Томаса–Ферми [1, 19]) в термодинамике. Большой интерес представляют свойства вырожденной сжатой плазмы, её термодинамика, равновесные, кинетические и транспортные свойства в условиях сильной неидеальности и в присутствии мощных магнитных полей, а также свойства кварк-глюонной плазмы, наличие и свойства её гипотетического фазового перехода.

Почти 80 лет стоит интригующий вопрос о фазовом переходе первого рода в сильнонеидеальной плазме (см. первые результаты фиксации такого перехода в дейтерии [54]).

К более далёкой перспективе относится изучение условий для пикноядерных реакций ("холодный" синтез) и условий сильного кулоновского экранирования, ускоряющего термоядерные реакции в недрах массивных звёзд, а также получение релятивистского вырожденного вещества с энергией Ферми $E_F > m_e c^2$ и исследование его уравнения состояния.

Развиваемые методы лабораторной кумуляции энергии дадут возможность получить [5, 9] релятивистские струи и мощные столкновительные, бесстолкновительные и магнитогидродинамические ударные волны, подобные тем, которые наблюдаются в астрофизических объектах.

Обсуждаются работы по созданию горячей плазмы с преобладающей ролью излучения, схожей с плазмой, существующей в условиях чёрных дыр и аккреционных дисков нейтронных звёзд, а также устойчивость таких режимов (опыты с ядерными взрывами [29, 64, 65], лазерами [9, 26, 27] и Z-пинчами [16, 70–72]). Имеются интересные предложения по получению радиационно-коллапсирующих магнитогидродинамических и бесстолкновительных ударных волн, по генерации быстрых частиц, релятивистских струй и их фокусированию [5, 9, 26, 27].

Развиваемая техника высоких плотностей энергии открывает интересные перспективы получения сверхвысоких ($B > 1$ ГГс) магнитных полей и изучения их влияния на физические свойства вещества. Уже сейчас в лазерной плазме получены поля в несколько сотен мегагаусс [75].

Ультравысокие уровни лазерной мощности могут приблизить условия для наблюдения релятивистских гравитационных эффектов.

Этот список может быть легко дополнен, он ограничен, пожалуй, только нашей фантазией. Сейчас трудно сказать, когда (даже с точностью до десятилетий) и какие из этих увлекательных проблем физики высоких плотностей энергии будут решены или могут ли они вообще быть решены на существующих и проектируемых лабораторных установках. Однако согласно любимому совету П.Л. Капицы, "идя на рыбалку, следует брать удочку с самым большим крючком, надеясь на самую крупную рыбу".

3.2. Генераторы высоких плотностей энергии

Спектр экспериментальных устройств для генерации высокой плотности энергии в макроскопических объектах весьма многообразен — он включает в себя алмазные наковальни для статического сжатия вещества, пороховые и легкогазовые метательные устройства — "пушки",

взрывные генераторы мощных ударных волн, электро-взрывные устройства, магнитокумулятивные генераторы, лазеры, высокоточные генераторы мощных импульсов электрического тока, ускорители заряженных частиц и всевозможные комбинации этих устройств.

В таблице 2 [5] приведено сопоставление параметров наиболее мощных из действующих и строящихся установок различного типа: лазеров, импульсных электротехнических устройств, Z-пинчей, ускорителей заряженных частиц [76, 77]. Созданные для проведения плазменных исследований в интересах обороны и физики высоких энергий, эти установки сейчас с успехом применяются для исследований по фундаментальной физике плазмы высоких плотностей энергии. Наиболее мощные из строящихся лазерных установок, NIF [13, 66] и LMJ [67–69], будут излучать в 192 пучках энергию 1,8–2 МДж (в основной гармонике), обеспечивая условие термоядерного зажигания микромишеней. Эти установки позволят перейти к экспериментам с ударными волнами в гигабарном диапазоне давлений, т.е. продвинуться в область квазиклассического описания вещества [19], и дадут возможность изучать течение плазмы в условиях развитых радиационных эффектов излучения.

В Российском ядерном центре "Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики" (ВНИИЭФ) в г. Сарове функционирует лазерная установка "Искра-5" [78] с энергией 30 кДж и длительно-

стью импульса 0,3 нс для УТС и изучения физики лазерной плазмы. Следующий этап — установка "Искра-6", которая должна быть в десять раз мощнее.

Дальнейший прогресс в лазерной технике связан с переходом от петаваттного уровня мощности лазеров к зеттаваттному ($\sim 10^{21}$ Вт). Такие экстремальные интенсивности могут быть достигнуты как за счёт уменьшения длительности лазерного импульса вплоть до аттосекундного уровня ($\sim 10^{-18}$ с), так и за счёт увеличения энергии лазерных пучков (увеличения количества лазерных пучков и их диаметров в фемтосекундных установках). Недавно уже была продемонстрирована возможность генерации изолированного импульса с длительностью единственного цикла колебаний в 130 ас [79].

Среди множества интересных физических экспериментов с такими системами отметим изучение взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с кластерами [80] в условиях, когда многократная неравновесная ионизация выбивает из кластера электроны и стимулирует "кулоновский взрыв" с образованием килоэлектронвольтовых ионов, лазерных ударных волн и даже с инициацией термоядерных реакций.

Наиболее короткие фемто- и аттосекундные лазерные импульсы, имеющие длительность, сравнимую с периодом колебания света, являются инструментом экстремально быстрого воздействия на вещество. Параметры работающих и строящихся лазерных систем приведены на рис. 3.

Таблица 2. Установки для генерации высоких плотностей энергии [5]

	Лазерные установки			Установки Z-пинча					
	NIF	LMJ	ПВт-лазер	"Sandia"		C-300		"Ангара-V"	
				Ток	РИ*	Ток	РИ*	Ток	РИ*
Энергия на частицу	3,6 эВ	3,6 эВ	1, 5 эВ	20 МА	50–250 эВ	1,5–4 МА	70 эВ	25 МА	100 эВ
Длительность импульса	1–20 нс	~ 10 нс	0,5 пс	100 нс (фронт)	5–15 нс	80 нс	12 нс	90 нс	6 нс
Размер пятна	0,3 мм	0,3 мм	5 мкм	—	1 мм (цилиндр)	—	2 мм	—	2 мм
Энергия в импульсе	1,8 МДж	2 МДж	0,5–5 кДж	16 МДж	1,8 МДж	400 кДж	50 кДж	600 кДж	120 кДж
Интенсивность, Вт см ⁻²	2×10^{15}	$\sim 10^{15}$	10^{22}	—	10^{14}	—	$(2–3) \times 10^{12}$	—	$(6–10) \times 10^{12}$
	Ускорители								
	SLAC**		LHC	SIS-18		SiS-100		ТВН***	
				Сегодня	Проект				
Энергия на частицу	50 ГэВ		7 ТэВ	1 ГэВ	1 ГэВ	4 ГэВ		700 МэВ	
Длительность импульса, нс	5		0,25	200	50	20		100	
Размер пятна, мм	3		16	1	1	1		1	
Энергия импульса	150 Дж		334 МДж	~ 1 кДж	30 кДж	300 кДж		100 кДж	
Интенсивность, Вт см ⁻²	10^{20}		10^{19}	5×10^{11}	6×10^{13}	10^{15}		10^{14}	

* РИ — рентгеновское излучение.

** SLAC — линейный ускоритель электронов (США).

*** ТВН (Тераваттный накопитель) — ускорительно-накопительный комплекс Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ).

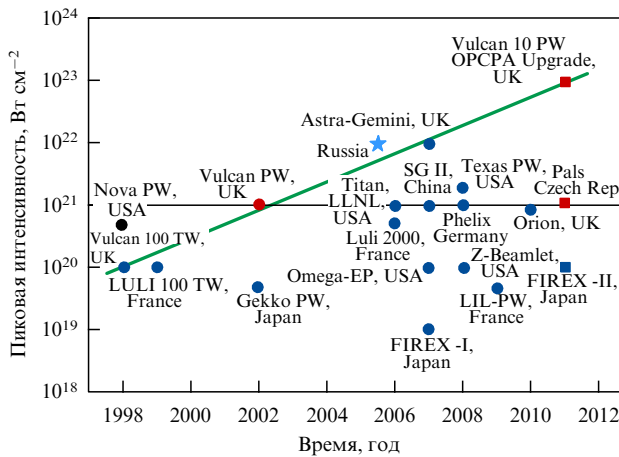


Рис. 3. Развитие лазерных петаваттных установок в мире (<http://www.clrc.ac.uk>). Синими кружками показаны (см. электронную версию статьи) финансируемые лазерные установки, синими квадратами — планируемые к финансированию. Красные символы соответствуют однопучковым установкам, синие — сверхинтенсивным установкам с дополнительными возможностями. Чёрными кружками отмечена петаваттная лазерная система, которая функционировала в Ливерморской лаборатории. Жирной линией показан тренд развития Лаборатории им. Резерфорда и Эплтона (Великобритания). Звездой отмечена лазерная установка (ВНИИЭФ + Институт прикладной физики РАН), запущенная в конце 2006 г.

3.3. Статические и ударно-волновые методы

Значимый прогресс в области статических давлений был достигнут в начале 1980-х годов с появлением экспериментальной техники алмазных наковален [21, 41]. В этих установках два специальным образом ограниченных алмаза сжимают тонкие (тощиной 10–100 мкм) плоские слои исследуемого вещества до максимальных давлений мегабарного диапазона, верхний предел которого определяется максимальной прочностью алмаза (0,5–1 Мбар). В ряде опытов сжатое вещество либо подогревают лазерным излучением (рис. 4) [81, 82], либо сжатый в алмазных наковальнях материал является мишенью для последующего его сжатия лазерными ударными волнами [83]. Такие опыты дали много полезной информации о механических свойствах, термодинамике и фазовых превращениях в геофизических объектах в экстремальной для земных условий области параметров $p \approx 0,1 - 3,5$ Мбар, $T \approx 10^3 - 6 \times 10^3$ К.

Дальнейшее продвижение по шкале высокой плотности энергии связано с переходом к динамическим методам исследований ([2–4, 12, 22, 29, 32, 33, 35, 36, 42, 64, 65,

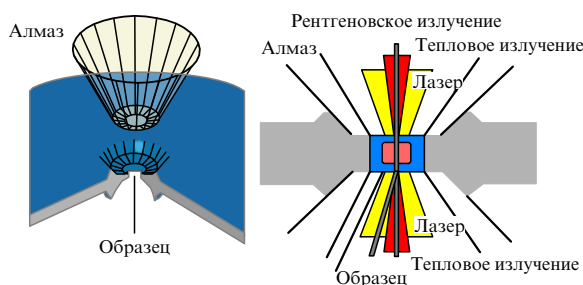


Рис. 4. Схема статического эксперимента по сжатию вещества в алмазных наковальнях с лазерным нагревом [82].

84]), основанным на создании в веществе импульсивной кумуляции энергии посредством мощных ударных волн либо с помощью электромагнитного или корпускулярного излучения различной природы. Возникающие при этом температуры и давления плазмы значительно превосходят термостойкие пределы материалов установок, что приводит к ограничениям характерного времени жизни плазмы ($10^{-10} - 10^{-5}$ с) в динамических экспериментах, которое определяется динамикой разлёта мишени. При динамическом подходе отсутствуют принципиальные ограничения на величины создаваемых в мишени максимальных плотности энергии и давления — они лимитируются только мощностью энергетического источника — так называемого драйвера.

Ударно-волновая техника сегодня играет ведущую роль в физике высоких плотностей энергии, позволяя получать для многих химических элементов и соединений максимальные давления мегабарно-гигабарного диапазона. Достигнутое сегодня максимальное динамическое давление на шесть порядков превосходит давление при ударе пули, на три порядка — давление в центре Земли и оказывается близким [29, 64, 65] к давлению в центральных слоях Солнца и мишенях инерционного термоядерного синтеза (ИТС).

Ударная волна не только сжимает вещество, но и разогревает его до высоких температур, что особенно важно для получения плазмы — ионизованного состояния вещества. При экспериментальном изучении сильнонеидеальной плазмы сейчас используется ряд динамических методик [2–4, 33, 35, 36, 56, 84, 85], позволяющих получать за фронтом ударной волны состояния неидеальной вырожденной (статистика Ферми) и классической (статистика Больцмана) плазмы, сжатой до максимальных давлений около 4 Гбар и разогретой до температур порядка 10^7 К [29, 64, 65], т.е. достичь условий, близких к тем, при которых энергия и давление равновесного излучения начинают играть заметную роль в суммарной термодинамике и динамике таких высокоэнергетических состояний. Эти условия являются весьма типичными для звёздных объектов на разных стадиях их эволюции.

Многочисленное ударное сжатие (близкое к изоэнтропическому) было успешно применено для экспериментального изучения ионизации плазмы давлением [11, 12, 22, 54] и диэлектризации вещества [34] при мегабарных давлениях. Квазиadiaбатическое сжатие также реализовано при взрывном высокосимметричном цилиндрическом сжатии водорода и инертных газов [11, 22, 54, 56]. Особо отметим опыты по "мягкому" адиабатическому сжатию плазмы мегагауссовым магнитным полем [86, 87].

В другом предельном случае — когда необходимо получить плазму высоких температур — целесообразно осуществлять ударно-волновое сжатие мишеней с пониженной (по сравнению с твердотельной) плотностью, т.е. мишеней из пористых металлов [2, 32, 33, 35, 36, 42, 88] или аэрогелей [89]. Это позволяет резко увеличить эффекты необратимости ударного сжатия и тем самым повысить энтропию и температуру сжатого состояния.

Исследовать состояния плазмы, промежуточные между состояниями твёрдого тела и газа, позволяет метод изоэнтропического расширения, основанный на генерации плазмы при адиабатическом расширении конденсированного вещества, предварительно сжатого

и необратимо разогрето на фронте мощной ударной волны [2–4, 22]. Именно таким образом впервые были экспериментально изучены высокотемпературные участки кривых кипения, окологривные состояния и области перехода металл–диэлектрик значительного числа металлов (см. подробнее [2–4, 90]).

Мы видим, что динамические методы в своих различных сочетаниях дают возможность реализовать в эксперименте и исследовать широкий спектр плазменных состояний с сильным и разнообразным межчастичным взаимодействием.

В настоящее время используется значительное количество источников энергии для динамической кумуляции высокой плотности энергии в плотных средах.

Техника мощных ударных волн, возбуждаемых столкновением металлических лайнеров (ударников), разогнанных до скорости в несколько километров в секунду, с мишенью из исследуемого вещества сегодня является основным средством получения физической информации о поведении плазмы при давлении до 10–15 Мбар. Мы не будем детально описывать технику взрывного разгона ударников и средства диагностики — им посвящены подробные обзоры и монографии [2–4, 9, 11, 12, 22, 29, 32, 33, 35, 36, 91, 92]. Отметим лишь, что в таких ударно-волновых экспериментах удаётся выполнить достаточно полные измерения физических свойств плазмы.

Рекордно высокие в земных условиях плотности энергии плазмы получены в ближней зоне ядерного взрыва [29, 33, 64, 65, 91–93] (рис. 5). Мировой рекорд по давлению плазмы, полученному в земных квазилабораторных условиях, составляет примерно 4×10^9 атм [64], что близко к давлению во внутренних слоях Солнца. Плазма в этих условиях ($W \approx 10^9$ Дж см⁻³, $n_e \approx 4 \times 10^{24}$ см⁻³, $T \approx 8 \times 10^6$ К) невырождена, $n\lambda^3 \approx 0,07$, двенадцатикратно ионизована, а параметр неидеальности достаточно мал, $\Gamma \approx 0,1$, что является экспериментальной иллюстрацией тезиса раздела 2 об упрощении физических свойств плазмы в пределе ультравысокой плотности энергии.

При ядерных взрывах [29, 32, 33, 64, 65, 91, 92] получены давления в мультимегабарной области, близкие к характерному "физическому" давлению $p \sim e^2/a_B^4 \sim \sim 300$ Мбар, и температуры $T \gg R_y \sim 10^5$ К, начиная с которых применима теория Томаса–Ферми [1, 19], предполагающая упрощённое квантово-статистическое описание сильносжатого вещества и "автомодельность" его физических свойств по отношению к заряду ядра.

Вопрос о границах применимости квазиклассической модели до сих пор в значительной степени остаётся

открытым, а характер поведения вещества в области $p > 300$ Мбар сейчас представляется более разнообразным, чем это предполагалось ранее на основе упрощённых представлений [19]. Экспериментальная проверка предсказаний оболочечной квазиклассической модели является одной из самых интересных задач физики сверхвысоких давлений, для решения которой понадобится, по-видимому, новая экспериментальная техника, основанная на мощных потоках направленной энергии (см. разделы 3.4, 4, 5.1).

Интересующихся вопросами сверхвысоких давлений мы отсылаем к работам [2, 22, 29, 56, 64, 65, 91, 92].

3.4. Электродинамические методы

Устройства с сильноточной (10^5 – 10^7 А) импульсной энергией для получения плазмы с высокой плотностью энергии используются в различных экспериментальных постановках. Электрическая энергия может осуществлять прямой импульсный джоулев нагрев (электровзрыв) проводников либо магнитодинамическое сжатие и разогрев плазменных образований. Запасённая энергия может использоваться для получения интенсивных вспышек мягкого рентгеновского излучения (с радиационной температурой 200–300 эВ) с последующей генерацией этим излучением мощных ударных или радиационных тепловых волн или для электродинамической генерации ударных волн, а также для электродинамического разгона металлических лайнеров. Энергетические возможности электродинамических устройств такого рода, как правило, на порядки больше, чем у лазеров (за исключением NIF и LMJ), что позволяет проводить опыты с более толстыми мишенями и тем самым повысить точность измерений и снизить временные требования (10^{-8} – 10^{-7} с) к средствам диагностики.

Электровзрыв проводников и металлических фольг, вызываемый пропускаемым через них импульсным током 50–200 кА, является традиционным направлением исследований теплофизических свойств тугоплавких веществ в области конденсированного состояния [94] при характерной плотности энергии порядка 10 кДж см⁻³ (рис. 6). В последнее время этот диапазон был расширен до 20–30 кДж см⁻³, с выходом в сильнозакритические состояния металлов, что в соответствии с предложением Ландау и Зельдовича [95] позволяет изучать переход металл–диэлектрик при непрерывном сверхкритическом расширении плазмы металлов.

Наибольшие на сегодня параметры плазмы получены в Z-пинчах тераваттного диапазона мощности, в которых электрическая энергия конденсаторов после соответствующих обострений осуществляет электродинамический разгон плазмы с последующим фокусированием её кинетической энергии на оси цилиндра [96, 97]. Таким образом на установке Z-пинч в лаборатории Сандиа (США) получена вспышка мягкого (150–200 эВ) рентгеновского излучения с длительностью около 10 нс, энергией $E \approx 1,8$ МДж и мощностью около 230 ТВт [70–72]. В этих экспериментах цилиндрическая плазменная оболочка образовывалась в результате электровзрыва нескольких сотен тонких (6–50 мкм) вольфрамовых проводников, через которые пропускался ток 20 МА с длительностью нарастания примерно 100 нс. При схлопывании оси была получена вольфрамовая плазма с плотностью ионов порядка 10^{20} см⁻³ и степенью

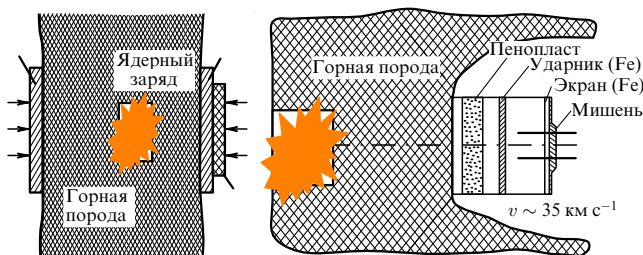


Рис. 5. Схема экспериментов по генерации мощных ударных волн в ближней зоне ядерного взрыва [29, 65, 92, 93].

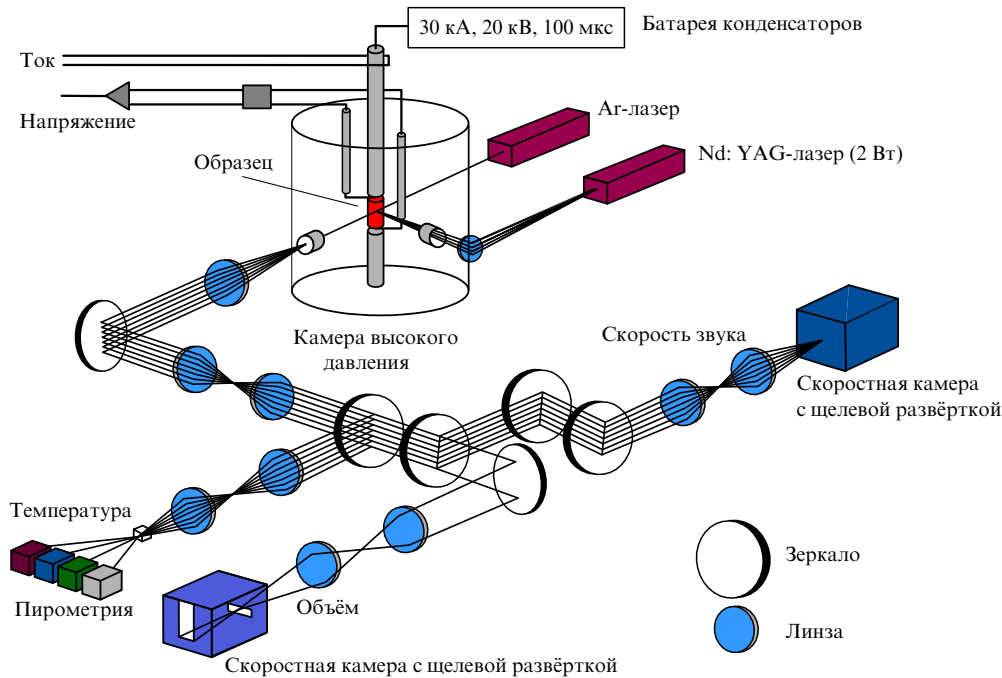


Рис. 6. Схема эксперимента со взрывающимися проволочками [94].

ионизации более 50. Второе интересное применение этой установки связано с электродинамической генерацией мощных ударных волн [15].

В экспериментах на установке "Ангара" [16] импульсный ток $j \approx 4$ МА разгонял плазменный ксеноновый лайнер до скорости около 500 км с^{-1} . Высокосимметричный удар этого лайнера о поверхность цилиндрической сильнопористой мишени возбуждал в ней тепловую радиационную волну, испускающую мягкое рентгеновское излучение с температурой примерно 100 эВ. Это интенсивное рентгеновское излучение из цилиндрической полости использовалось для высокосимметричной генерации плоских ударных волн с амплитудой давления около 5 Мбар для возбуждения тепловых радиационных волн со скоростью распространения 100 км с^{-1} , а также для разгона металлических ударников до скорости $10-12 \text{ км с}^{-1}$.

Интересные параметры плазмы получены в Z-пинчах с изначально газовой оболочкой [96, 97], а также в геометрии X-пинча, получаемой при пересечении двух проволок с электрическим током [98, 99].

При работе современных сильноточных пинчей в процессе генерации высокой плотности энергии возникают развитые магнитогазодинамические течения, в которых определяющую роль играет излучение [100], что имеет самостоятельное значение для моделирования радиационной газодинамики в астрофизических объектах.

В проекте МАГО (Магнитное обжатие) (рис. 7) [101] импульсный ток 7 МА от взрывомагнитного генератора [102, 103] сжимает и разогревает предварительно подготовленную замагниченную плазму, приводя её в состояние, близкое к термоядерным условиям: $\rho \approx 20 \text{ г см}^{-3}$, $T \approx 3-4 \text{ кэВ}$, что даёт нейтронный выход дейтерий-тритиевой реакции на уровне $(3-5) \times 10^{13}$. При этом в сжимающей плазму металлическом лайнере реализована плотность энергии $W \approx 10^7 \text{ Дж см}^{-3}$.

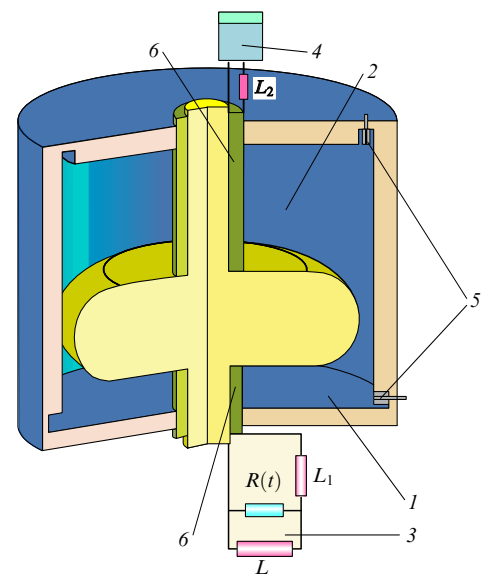


Рис. 7. Схема плазменного генератора МАГО [101]: 1, 2 — плазменная камера, 3, 4 — источники питания, взрывомагнитные генераторы, 5 — датчики, 6 — изоляторы.

Проектируемая в России установка "Байкал" [104, 105] должна стать источником мягкого рентгеновского излучения с выходной энергией $E \approx 10$ МДж для экспериментов с термоядерными мишенями непрямого действия и для других задач физики высоких плотностей энергии. Достигнутый на установке Z (Сандиа, США) успех предполагается развить на установке X-1, питающей два пинчевых узла, каждый из которых генерирует мягкое рентгеновское излучение с энергией 7 МДж и мощностью около 1000 ТВт.

Применение химических ВВ для получения интенсивных импульсных токов и магнитных полей основано [86]

на взрывном сжатии исходного магнитного потока проводящими металлическими лайнерами [86, 87, 102], ускоренными продуктами детонации конденсированных ВВ до скоростей несколько километров в секунду. Именно таким образом получены рекордно высокие в земных условиях значения электрического тока около 300 МА и магнитной индукции около 29 МГс [103]. В последнем случае плотность энергии магнитного поля составляет 3×10^6 Дж см⁻³, что позволяет провести интересные физические эксперименты в мегагауссовых магнитных полях: квазиизоэнтропическое сжатие веществ [86, 87], изучение магнетосопротивления, магнитооптических явлений, эффекта Шубникова – де Гааза и многих других явлений при высокой плотности энергии [106].

4. Мощные лазеры в физике высоких плотностей энергии

Стремительное развитие лазерной техники привело к переходу (см. табл. 2 и рис. 3) существующих и строящихся лазерных комплексов в петаваттный-зетаваттный диапазон мощности (рис. 8), что позволило получить широкий спектр значений плотности мощности вплоть до предельно высоких на сегодня величин: $q \approx 10^{22} - 10^{23}$ Вт см⁻² [27, 45, 46, 107, 108], которые, несомненно, будут увеличиваться и далее. Воздействие такой гигантской мощности на мишени приводит к разнообразным физическим эффектам в горячей плазме [27, 63, 109], таким как многофотонная ионизация, самофокусировка и филаментация различной природы, генерация гигантских электрических и магнитных полей, ускорение электронов и ионов до релятивистских скоростей, вызванные этими быстрыми частицами ядерные реакции, релятивистское "просветление" плазмы, нелинейная модуляция и множественная генерация гармоник, пондеромоторные эффекты в гидродинамике и многое другое, что является

сегодня объектом интенсивных исследований (см. обзоры [26, 27] и содержащиеся там ссылки).

Некоторые из этих явлений мы кратко рассмотрим в этом разделе.

Последовательное возрастание плотности мощности лазерного излучения будет приводить к качественно новым явлениям [5], таким как спонтанное рождение электрон-позитронных пар ("вскипание вакуума" и потеря им прозрачности [5, 14, 23–27, 55–61, 63, 110]), возникновение микроскопических количеств релятивистского вещества, генерация релятивистских ударных волн и потоков плазмы, солитонов, струй и γ -вспышек, подобных астрофизическим, а в перспективе — к реализации условий для проявления квантовой гравитации [111–113]. На этом новом уровне интенсивности воздействия возможно появление иных схем УТС, ядерных реакций и новых способов получения короткоживущих изотопов, а также необычных схем эффективных компактных ускорителей.

Прогресс в увеличении интенсивности воздействия и открывающиеся возможности для изучения процессов физики высоких плотностей энергии представлены на рис. 8 [5, 27].

Современный "ренессанс" в лазерной физике связан с изобретением в 1985 г. метода чирпирования (см. рис. 8) оптических импульсов [114–118], который открыл дорогу мультитераваттным, петаваттным и даже эксаваттным лазерным системам, позволив довести максимальное значение плотности мощности на мишени до $q \approx 10^{22}$ Вт см⁻² при теоретическом пределе 3×10^{23} Вт см⁻². В этом методе [114–118] изначально короткий лазерный импульс растягивается во времени, после чего обладающий меньшей плотностью мощности импульс усиливается лазерно-активной средой, а затем сжимается.

Метод чирпирования позволил на 5–6 порядков повысить изначальную интенсивность лазерного излучения, радикально снизить размер и стоимость лазеров, ставших "настольными" устройствами, доступными даже для университетских лабораторий. Кроме того, эти лазеры хорошо сочетаются с крупными установками для лазерного УТС ("быстрый" поджиг) и ускорителями заряженных частиц (см. раздел 5.1, рис. 11б) и дают возможность регистрировать такие нелинейные эффекты квантовой электродинамики, как рождение пар из вакуума [61, 63, 119], а также получать интенсивное оптическое излучение для исследования фотон-фотонных столкновений [120].

Появление этой лазерной техники высоких мощностей позволило значительно продвинуться по шкале интенсивности и перейти в лабораторных исследованиях от изучения горячей плазмы, лазерной ядерной физике, физике высоких энергий, релятивистской физике и в будущем, возможно, к космологии за пределами Стандартной модели [7, 27, 45, 46].

Воздействие лазерного излучения с высокой мощностью приводит к новым сильнонелинейным физическим явлениям в релятивистской плазме с давлением гигабарного диапазона, напряжённостью электрического поля в несколько теравольт на 1 см и гигагауссовой индукцией магнитного поля [26, 27] (см. рис. 8).

К хорошо известным явлениям самофокусировки, стимулированного рассеяния и укручения фронтов до-



Рис. 8. Возрастание интенсивности лазерного излучения во времени [5, 27]. Быстрое возрастание интенсивности излучения в 1960-е годы привело к открытию многих нелинейных эффектов, стимулированных связанными электронами (характерные энергии ~ 1 эВ). Достигнутая сейчас интенсивность позволяет изучать процессы при релятивистских энергиях электронов ($\mathcal{E}_0 \sim m_e c^2 \sim 0,5$ МэВ).

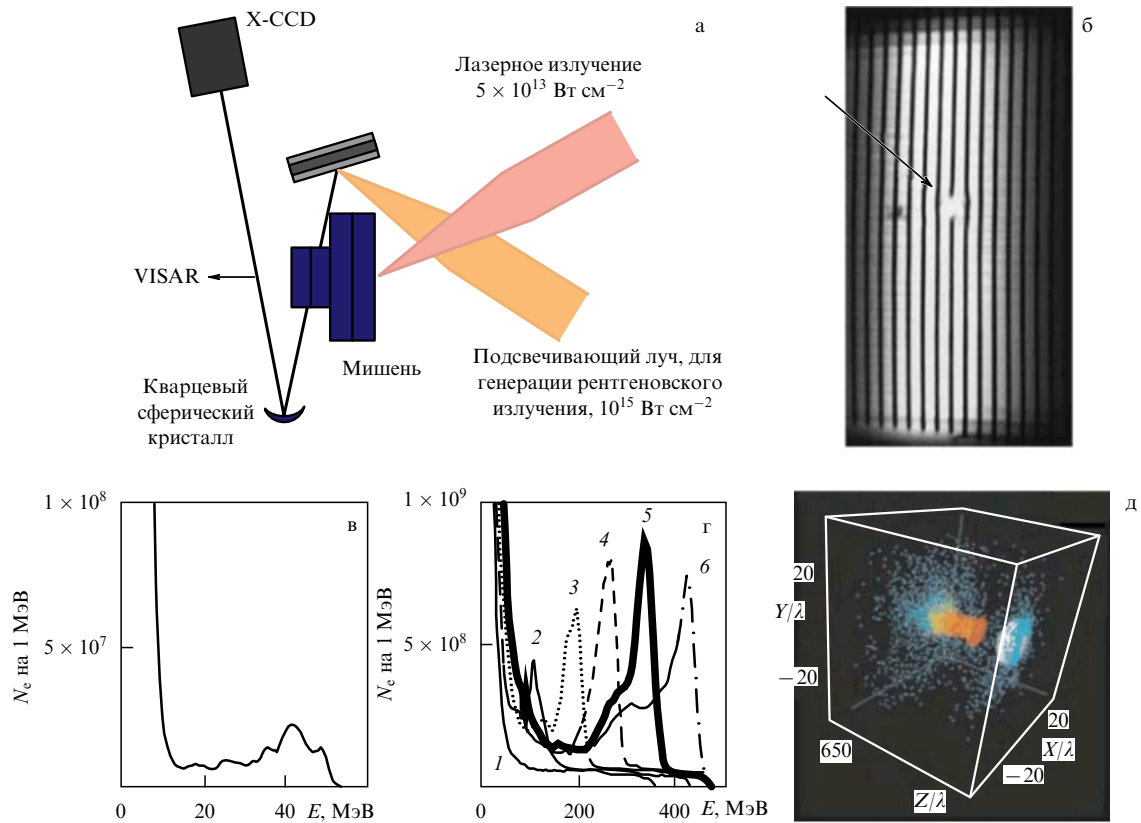


Рис. 9. Эксперименты (а) с лазерными ударными волнами [121] с фиксацией (б) плотности ударно-сжатой плазмы по поглощению рентгеновского излучения (5 кэВ). X-CCD — рентгеновский прибор с зарядовой связью, VISAR — система улучшения изображения. Энергетический спектр ускоренных электронов [26, 122] для лазерного излучения с энергией и длительностью импульса (в) 20 мДж, 6,6 фс и (г) 12 Дж, 33 фс, показана временная эволюция спектра: 1 — $ct/\lambda = 350$, 2 — $ct/\lambda = 450$, 3 — $ct/\lambda = 550$, 4 — $ct/\lambda = 650$, 5 — $ct/\lambda = 750$, 6 — $ct/\lambda = 850$. (д) Распространение лазерного импульса (12 Дж, 33 фс, $z/\lambda = 690$) в плазме с концентрацией 10^{19} см^{-3} : трёхмерная картина энергетического распределения нетепловых электронов при $q \sim 10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$. Показаны электроны с энергией, различающейся более чем на 10 кэВ, отмечены разным цветом.

бавляются новые явления — филаментация света, релятивистские и пондеромоторные эффекты в гидродинамике, а также развитая генерация нетермических гига-вольтовых электронов и мультимегавольтовых ионов в лазерной плазме, приводящих к ядерным реакциям [5, 26, 27]. При этом речь идёт о весьма короткой — фемтосекундной — длительности светового импульса, в течение которой электромагнитная волна совершает всего несколько колебаний.

Начнём двигаться вверх по кривой на рис. 8. Начиная с $q > 10^{14} \text{ Вт см}^{-2}$ (для $\lambda = 1 \text{ мкм}$), амплитудные давления лазерных ударных волн переходят в мегабарный диапазон [14, 23, 24, 26, 27] в соответствии со скейлингом

$$p [\text{ТПа}] = 0,87 (q [\text{Вт см}^{-2}])^{2/3} (\lambda [\text{мкм}])^{-2/3},$$

где λ — длина волны лазерного излучения.

Начиная с $q > 3,4 \times 10^{18} \text{ Вт см}^{-2}$, напряжённость электрического поля $E = \sqrt{4\pi q}/c$ в лазерной волне становится сравнимой с напряжённостью электрического поля ядра $E_a = e/a_B^2 \approx 5 \times 10^9 \text{ В см}^{-1}$ на первой боровской орбите водорода. Для ионизации энергетического уровня U_i необходима интенсивность

$$q = \frac{4 \times 10^9 U_i^4}{Z^2} [\text{Вт см}^{-2}],$$

где Z — зарядовое число.

В этих условиях лазерное излучение ионизирует среду, которая превращается в разогретую плазму. В данной области параметров проводятся интересные опыты по генерации мощных ударных волн лазерным излучением [14, 121] (рис. 9а, б) и генерации быстрых заряженных частиц в лазерной плазме [26, 57–59, 63, 122] (рис. 9в–д). Приблизительно при этих же значениях плотности мощности, $q > 10^{17} \text{ Вт см}^{-2}$, в зоне поглощения происходит генерация нетепловых электронов и ионов с энергией в ультрамегаэлектронвольтовом диапазоне [57–59, 122]. Начиная с $q \sim 10^{18} \text{ Вт см}^{-2}$, пондеромоторное давление света становится сравнимым с гидродинамическим давлением плазмы [5, 23, 24, 26, 27].

Релятивистские эффекты будут существенными в случае, когда кинетическая энергия электрона, разогнанного в поле световой волны, станет порядка $m_e c^2$ (где m_e — масса покоя электрона), что приводит к условию

$$q_{\text{pe}} \lambda^2 \sim 1,37 \times 10^{18} \text{ Вт мкм}^2 \text{ см}^{-2},$$

при $\lambda = 1 \text{ мкм}$ это даёт $q_{\text{pe}} \sim 10^{18} \text{ Вт см}^{-2}$.

Таким образом, впервые в земных условиях были получены микроскопические количества вещества с релятивистскими энергиями [26, 27] при эффективной массе электрона порядка $100 m_e$.

Движение протонов станет релятивистским при интенсивности

$$q_{pp} = \left(\frac{M_p}{m_e} \right)^2 q_{pe} \sim 5 \times 10^{24} \text{ Вт см}^{-2},$$

которая, надо надеяться, скоро будет реализована в экспериментах.

Переход к "релятивистской" интенсивности лазерного излучения уже сейчас принёс [27] ряд интересных физических результатов [107] — это генерация рентгеновского излучения [123] и гамма-излучения [124], релятивистская самофокусировка [125], генерация высших гармоник [126, 127], ускорение электронов [26, 63, 128], протонов [129] и ионов [57–59, 130], генерация нейтронов [131] и позитронов [132], появление электронных вихрей и солитонов [26, 27, 133], генерация ультрамегагауссовых магнитных полей [134], а также проявления квантовой электродинамики [61, 63, 135].

В условиях высокой интенсивности излучения происходит релятивистское просветление плазмы [5, 26, 27], связанное с релятивистским возрастанием массы электрона и соответствующим уменьшением критической плазменной частоты $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / \gamma m}$ (где γ — релятивистский фактор Лоренца), с модификацией плотности плазмы пондеромоторными силами, а также с частотной трансформацией самого лазерного импульса [132].

Наряду с эффектом релятивистского просветления, большой интерес представляет эффект релятивистской самофокусировки лазерного излучения [27], вызванный изменением диэлектрической проницаемости плазмы вследствие релятивистского возрастания массы электрона в поперечном направлении относительно направления распространения луча и пространственного перераспределения плотности плазмы под действием пондеромоторных сил. Критическая мощность W_c для самофокусировки получена в работах [124, 125]:

$$W_c = \frac{m_e c^5 \omega^2}{e^2 \omega_{pe}^2} \sim 17 \left(\frac{\omega}{\omega_{pe}} \right)^2 \text{ [ГВт]}.$$

Эксперименты по наблюдению этого эффекта представлены в работах [126, 128]. Расчёты методом частиц в ячейках [26] воспроизводят многолучевую структуру лазерного импульса, возникающую вследствие филаментационной неустойчивости и раскочки поперечной неоднородности пучка, похожей на явление самофокусировки. Самофокусировка и филаментация лазерного излучения в плазме приводят к образованию электронных вихрей [129], мощных компенсирующих токов и генерации сильных магнитных полей. Измерения [131, 136, 137] при интенсивности лазерного излучения $9 \times 10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$ дали величину индукции магнитного поля 340 МГс, что на порядок превышает максимальное значение для магнитных полей, полученных на взрывомагнитных генераторах [86, 87, 102, 103].

Похожие интересные эффекты релятивистской [24, 26] природы связаны с сильнонелинейными плазменными волнами, которые образуют вакуумные каналы и "пузыри" в плазме, создают плазменные линзы для заряженных частиц и вызывают генерацию мощного электромагнитного излучения в диапазоне частот от терагерцевых до рентгеновских, а также возбуждают бесстолкновительные ударные волны [27].

Распространение в плазме двух коллинеарных лазерных пучков релятивистской интенсивностью [109] приводит к генерации мощных кильватерных электромагнитных волн, которые позволяют ускорять электроны при ускорительных градиентах до 100 МВ см^{-1} , в несколько тысяч раз превышающих обычные ускорительные градиенты (около 5 кВ см^{-1}). При этом генерируются гигантские продольные электрические поля [63]: при интенсивности $q \sim 10^{18} \text{ Вт см}^{-2}$ напряжённость электрического поля составляет примерно 2 ТВ м^{-1} , а при $q \sim 10^{23} \text{ Вт см}^{-2}$ достигает порядка $0,1 \text{ ПВ м}^{-1}$. Такие темпы ускорения приводят к тому, что ускоритель частиц SLAC, рассчитанный на энергию 50 ГэВ, в лазерном исполнении имел бы длину всего 100 мкм [63]. Сейчас проведены успешные эксперименты по лазерному ускорению электронов до энергий 10–170 МэВ при интенсивности лазерного излучения $10^{18} - 10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$ [138, 139]. Можно надеяться, что появление в будущем мультитераваттных и эксаваттных лазеров приведёт к реализации темпов ускорения вплоть до значений порядка нескольких ТэВ на 1 см при полной кинетической энергии в гигаэлектронвольтовом диапазоне.

Эффекты квантовой оптики проявляются, начиная с $q \approx 1,4 \times 10^{26} \text{ Вт см}^{-2}$ [63], кинетическая энергия электрона при этом составляет около 50 ТэВ. При $q \sim 10^{21} \text{ Вт см}^{-2}$ давление света порядка 300 Гбар, что близко к давлению в центре Солнца и много больше давления в ближней зоне ядерного взрыва [29, 64, 65, 92].

Высокоинтенсивные лазеры позволяют получать сверхвысокие ускорения $a_e \approx 10^{30} g$, близкие к ускорениям в области шварцшильдовского радиуса чёрной дыры [8, 140] (см. раздел 6.2). Это открывает принципиальную возможность моделировать условия в окрестностях чёрных дыр и кротовых нор и проверять предсказания общей теории относительности.

Так, при $q \sim 10^{26} \text{ Вт см}^{-2}$ ускорение электрона составит $a = 10^{27} g$, что близко к условиям на "горизонте событий" чёрной дыры [5, 7, 8, 10]. Если будут реализованы такие высокие ускорения, то, по-видимому, появится возможность изучать специфическое электромагнитное излучение Унру [111–113], которое аналогично излучению Хокинга, вызванному гравитационными эффектами.

При более высокой плотности мощности лазерного излучения, $q \sim 3 \times 10^{29} \text{ Вт см}^{-2}$, появляется возможность проверки предсказаний современных теорий квантовой гравитации [7, 141–144] относительно изменения размерности пространства-времени на малых расстояниях r_n . Согласно работе [142] $r_n \sim 10^{32/n-17} \text{ см}$, где размерность $n > 4$. В этом случае электронная волновая функция отразит другой закон гравитации при $n \leq 3$ на расстояниях 10^{-6} см .

При ультравысокой интенсивности, $q > 3 \times 10^{29} \text{ Вт см}^{-2}$, оптического излучения становятся существенными эффекты квантовой электродинамики, поляризации, а затем — возникновения кварк-глюонной плазмы.

Проблема спонтанного рождения электрон-позитронных пар в вакууме связана со многими интересными явлениями, такими как столкновение тяжёлых ($Z_1 + Z_2 > 135$) ядер [145], испарение чёрных дыр [146], рождение частиц во Вселенной [147] и т.п. Характерный масштаб электрического поля [5] для проявления эффекта пробоя в квантовой электродинамике представ-

ляет собой напряжённость Швингера

$$E_S = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} \approx 10^{16} \text{ В см}^{-1},$$

достаточная для ускорения электрона до релятивистских значений на комптоновской длине волны $\lambda_C = 2\pi\hbar/(mc)$, что соответствует ультравысокой интенсивности лазерного излучения

$$q_{\text{QED}} = q_{\text{pe}} \frac{\lambda^2}{\lambda_C^2} \approx 8,1 \times 10^{30} \text{ Вт см}^{-2}.$$

Эта пороговая интенсивность рождения электрон-позитронных пар заметно снижается (до 10^{22} Вт см⁻²) в случае рассеяния на ядрах [148–150]. Сложение двух противоположно распространяющихся лазерных пучков даёт критическую интенсивность рождения пар около 10^{26} Вт см⁻², что на два порядка ниже предельного значения для одного пучка [151].

Высокие плотности энергии, подводимые к лазерной плазме, оказываются достаточными не только для разнообразных электронных процессов, но и для ядерных превращений, таких как активация, деление, синтез и трансмутация ядер [63, 152, 153]. Успешная демонстрация фотоядерного деления урана, а затем и тория осуществлена в работах [153–156]. Недавно была реализована [157] (в результате (γ, n) -реакции) лазерная трансмутация ¹²⁹I — основного компонента радиоактивных отходов с периодом полураспада 15,7 млн лет — в ¹²⁸I с периодом полураспада 25 мин.

Среди возможных применений лазерных фотоядерных реакций можно отметить [152] получение радиоактивных изотопов для медицины, трансмутацию долгоживущих изотопов, определение ядерных констант, детектирование радиоактивных материалов в антитеррористических целях и т.п.

Благодаря высокой (около 12 % [154]) эффективности преобразования энергии лазерного излучения в энергию высокоэнергетических протонов, последние могут использоваться для создания импульсных нейтронных источников на основе ядерных реакций (p, xn) и (p, f) . Во всяком случае, интенсивность потока нейтронов может [152] значительно превосходить интенсивность потока (порядка 10^5 нейтронов на 1 Дж), полученного в результате кулоновского взрыва дейтериевых кластеров.

Как мы уже отмечали, в поле интенсивного лазерного излучения происходит рождение позитронов, которые, аннигилируя с электронами-мишенями, испускают два фотона с энергией 0,511 МэВ. Анализ спектров этого излучения даёт ценную информацию об электронных свойствах мишени. Поэтому позитронные источники используются сейчас для аннигиляционной позитронной спектроскопии, в материаловедении, позитронной спектроскопии, в фундаментальных исследованиях и т.п. Низкоэнергетические позитроны находят применение в исследованиях электрон-позитронной плазмы, атомной молекулярной физике, получении антиводорода, моделировании астрофизических явлений и в материаловедении.

Ускоренные в лазерной плазме электроны и ионы могут быть использованы для производства изотопов в (γ, n) - и (p, n) -ядерных реакциях. Такие устройства, являясь более компактными, чем циклотроны, могут

размещаться непосредственно в клиниках и применяться, например, для позитронно-эмиссионной томографии [74, 158–160]. Так, в Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли (США) плазменно-лазерный электронный ускоритель на основе 10-тераваттного твердотельного лазера использовался для получения изотопов ⁶²Cu, ⁶¹Cu в (γ, n) -реакции ⁶³Cu. В последние годы большой интерес в США, Европе и Японии вызывает идея строительства лазерно-плазменных протонных ускорителей с энергией порядка 200 МэВ для различных медицинских приложений.

Рождение электрон-позитронных пар при лазерном взаимодействии наблюдалось в работах [61, 63, 148–151, 161], где были зафиксированы и другие интересные эффекты, такие как многофотонная интерференция и поляризация вакуума. Нелинейное комптоновское рассеяние и рождение пар наблюдалось при взаимодействии электронов с энергиями 46,6 и 49,1 ГэВ, разогнанных на ускорителях SLAC, с лазерным излучением ($q \approx 5 \times 10^{18}$ Вт см⁻²) [5].

В работе [162] предполагается использовать высокоэнергетический (8 ГэВ) электронный ускоритель (Spring-8) и мощные лазеры для опытов по квантовой электродинамике и генерации интенсивного γ -излучения для фотоядерных реакций. В этом случае могут изучаться процессы взаимосвязи сильного и слабого взаимодействия. Объединение ускорителей с лазерами может быть перспективным для создания оптических источников нового поколения, таких как фемтосекундные синхротроны и источники когерентного рентгеновского излучения [5, 163].

Проявление качественно новых физических эффектов при продвижении по шкале лазерной интенсивности (см. рис. 8) сейчас трудно даже прогнозировать, поскольку мы слишком мало знаем о строении вещества при ультравысокой плотности энергии в ближней пространственно-временной окрестности Большого взрыва.

5. Релятивистские пучки заряженных частиц

Максимальная из доступных в земных условиях плотность энергии генерируется при столкновении релятивистских тяжёлых ионов. Необходимые для этого ускорители [74], действующие в ряде лабораторий мира, как хорошо известно, являются основными экспериментальными инструментами в исследованиях по ядерной физике, физике элементарных частиц, квантовой хромодинамике, физике сверхплотной ядерной материи [7, 45, 46, 164, 165], т.е. по направлениям, которые всегда были передним краем естествознания.

Ускорительная наука и техника прошли впечатляющий путь от первого циклотрона с энергией протонов 1,2 МэВ, созданного Э. Лоуренсом в 1932 г., до Большого адронного коллайдера с энергией встречных пучков 7 ТэВ в каждом. За это время в мире создано несколько десятков ускорителей различного типа, представляющих собой гигантские электротехнические сооружения, аккумулирующие высшие достижения инженерной мысли и отличающиеся высокой степенью надёжности.

Так, линейный ускоритель в Стэнфорде (США) генерирует 5-пикосекундный импульс из 10 электронов с кинетической энергией 50 ГэВ, который при фокусировании в пятно размером 3 мкм даёт плотность мощности 10^{20} Вт см⁻².

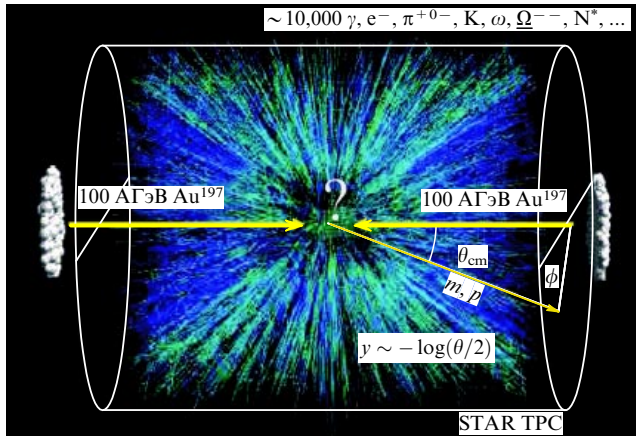


Рис. 10. Столкновение релятивистских адронов — "горение" вакуума [169].

На ускорительном комплексе LHC станет доступной новая область энергий масштаба 1 ТэВ, достаточного, по-видимому, для рождения частиц тёмной материи массой $m_{DM} \sim 10 \text{ ГэВ} - 1 \text{ ТэВ}$, бозона Хиггса, получения кварк-глюонной плазмы и для решения других интереснейших задач физики высоких энергий [47, 166]. Позднее предполагается обеспечить изучение процессов при столкновениях высокоионизованных ионов свинца (Pb^{82+}) с энергией до 155 ГэВ на нуклон. Активно работающий коллайдер RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) Брукхейвенской национальной лаборатории США обеспечивает энергию сталкивающихся ионов золота до 500 ГэВ на нуклон в системе центра масс [167]. Полученные на этом ускорителе новые экспериментальные данные обсуждаются в [168]. В ноябре 2007 г. в Дармштадте (ФРГ) дан старт строительству уникального ускорителя ионов и антипротонов FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) с энергией 1,5–34 ГэВ на нуклон при числе ускоренных ионов U^{92+} около 5×10^{11} и антипротонов 4×10^{13} . Стоимость сооружения каждого из таких крупнейших ультрарелятивистских адронных ускорительных комплексов составляет несколько миллиардов долларов и находится на грани экономических возможностей богатейших стран мира и даже такого международного сообщества, как Европейский союз.

Для нашего рассмотрения важно, что эти ускорительные эксперименты направлены на получение пучков частиц с ультрарелятивистскими энергиями как для исследования индивидуального акта столкновения адронов (рис. 10) [169], так и для макроскопического нагрева вещества [73, 74, 170].

5.1. Генерация макроскопических объёмов горячей плазмы

Важной привлекательной особенностью пучков заряженных частиц является объёмный характер их энерговыделения [73]. Этим они отличаются от лазерного излучения, в котором основное энерговыделение излучения с частотой ω_{laser} происходит в узкой критической зоне [14, 23–25] $\omega_{\text{laser}} \approx \omega_p \approx \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$ и затем передается в глубь мишени посредством электронной теплопроводности [14, 23–25]. В результате торможения заряженных частиц возникает слой изоохорически разогретой плазмы, последующее расширение которого генерирует ударную

волну, направленную в глубь мишени, или цилиндрическую ударную волну, сходящуюся к оси пучка. В современных исследованиях физики высоких плотностей энергии используются обе методики — изоохорический нагрев и сжатие ударными волнами, генерируемыми корпускулярными пучками.

В качестве генераторов корпускулярных пучков используются либо циклотроны, созданные для изучения физики высоких энергий и ядерной физики [170], либо сильноточные диодные системы [171, 172]. В последнем случае речь идёт об субнаносекундных импульсах тока мегаамперного диапазона с кинетической энергией частиц 1–20 МэВ [50, 51].

В опытах [173] релятивистские электронные пучки с мегаэлектронвольтовой энергией применялись для возбуждения ударных волн в алюминиевых мишенях с целью изучения особенностей поглощения электронов в плотной плазме и выяснения влияния собственных магнитных полей пучка на его тормозную способность в замагниченной плазме (эффект магнитного "стопинга").

Благодаря значительно меньшему пробегу ионов, по сравнению с пробегом электронов, пучки ионов позволяют получать более высокую плотность энергии в плазме. В серии работ [171] на импульсном сильноточном ускорителе KALIF (Karlsruhe Light Ion Facility) протонный пучок с $E \approx 2 \text{ МэВ}$, током $j \approx 400 \text{ кА}$ развивал на мишени плотность мощности порядка $10^{12} \text{ Вт см}^{-2}$. Это позволило разогнать тонкие (50–100 мкм) ударники до скорости 12–14 км с^{-1} и провести содержательные измерения тормозной способности быстрых протонов в плотной плазме, зарегистрировать термодинамические параметры и вязкость ударно-сжатой плазмы и найти откольную прочность металлов при рекордно высоких скоростях деформирования. Оказалось, например, что откольная прочность металлов заметно (на 1–2 порядка) возрастает с увеличением скорости деформирования, приближаясь к своему теоретическому пределу, что связано с кинетикой распространения дислокации и трещин в поле импульсных напряжений [171, 174, 175].

Созданные для экспериментов по физике высоких энергий ускорители релятивистских тяжёлых ионов оказались перспективными (см. табл. 2) устройствами для УТС с инерционным удержанием и для опытов по сжатию и разогреву плотной плазмы [73, 74].

Большой адронный коллайдер (рис. 11) генерирует за 0,5 нс 2808 сгустков с числом протонов $1,1 \times 10^{11}$ в каждом, следующих друг за другом через 25 нс, так что полная длительность пучка составляет 89 мкс, а энергия достигает $E \approx 350 \text{ МДж}$ — величины, достаточной для испарения 500 кг меди. Плотность энергии в одном пучке $10^{10} \text{ Дж см}^{-3}$. Характерная кинетическая энергия одного тяжёлого релятивистского иона сопоставима с кинетической энергией разогнанного продукта ВВ металлического лайнера взрывной метательной системы, описанной в разделе. 3.3.

Пучки тяжёлых ионов с кинетической энергией 3–300 МэВ на нуклон применялись в экспериментах по нагреву конденсированных и пористых мишеней, по измерению тормозной способности ионов в плазме, а также по взаимодействию заряженных пучков с ударно-сжатой плазмой, получаемой с помощью мини-взрывных ударных труб [74, 176–179].

Особый интерес представляет использование в Центре Гельмгольца по исследованию тяжёлых ионов

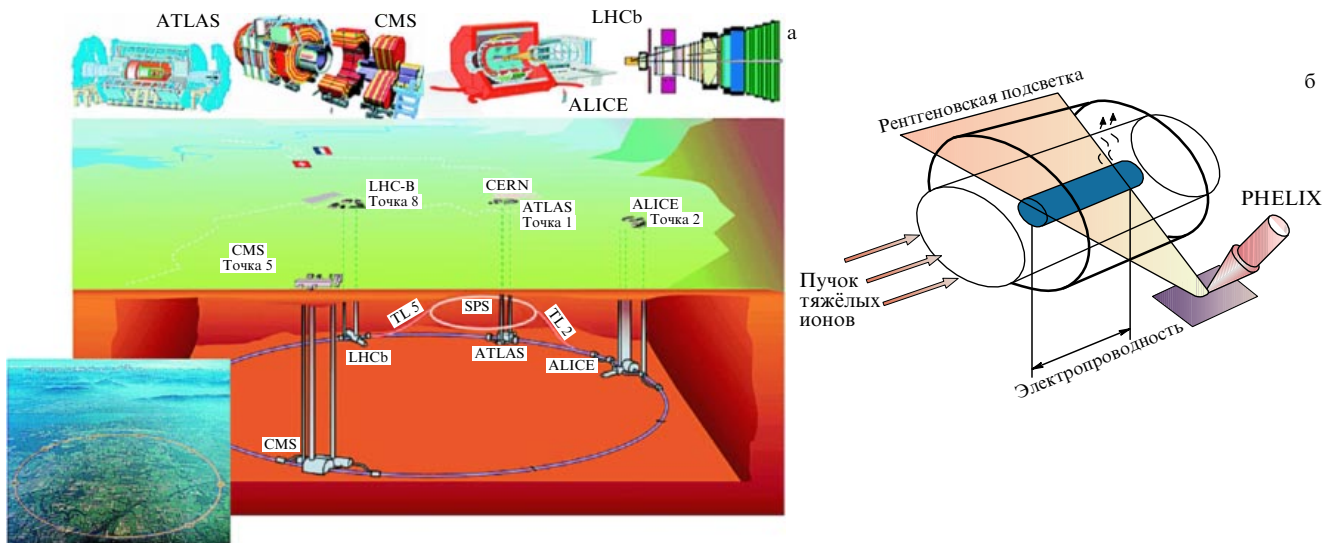


Рис. 11. (а) Схема Большого адронного коллайдера (LHC). Подземный туннель LHC имеет диаметр около 27 км. SPS (Super Proton Synchrotron) — предварительный ускоритель. В верхней части рисунка изображены основные детекторы: ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid) и LHCb (LHC Beauty Experiment). На вставке в левой нижней части рисунка — общий вид LHC. (б) Схема эксперимента с использованием релятивистского пучка тяжёлых ионов и петаваттного лазера PHELIX [74, 170–180].

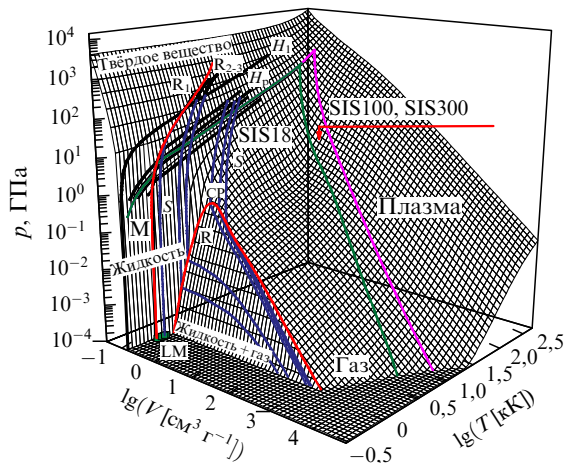


Рис. 12. Участки фазовой диаграммы цинка, доступные генераторам тяжёлых ионов [74, 170, 179, 180]. H_1 — основная ударная адиабата, H_p — ударные адиабаты пористого цинка, S — изоэнтропы разгрузки ударно-сжатого цинка, M — область плавления, R — область испарения с критической точкой CP , LM — измерения плотности жидкого металла при атмосферном давлении.

(GSI) в г. Дармштадте (ФРГ) тяжёлоионного ускорителя SIS в комбинации с мощной петаваттной лазерной системой PHELIX (Petawatt High Energy Laser for Heavy Ion eXperiments) (рис. 11б), что качественно расширяет экспериментальные возможности такого устройства.

Возможности и перспективы применения ускорительных комплексов в GSI представлены на рис. 12. Видно, что интенсивные релятивистские пучки тяжёлых ионов имеют интересные перспективы для генерации плазмы с высокой плотностью энергии, а в будущем, возможно, и для импульсного термоядерного синтеза [74, 170].

5.2. Релятивистские столкновения ядер.

Кварк-глюонная плазма

Как мы отмечали, рекордно высокие плотности энергии достигаются сегодня при фронтальном столкновении тяжёлых ионов (см. рис. 10), ускоренных в синхротронах до субсветовых скоростей. Эти опыты направлены на экспериментальное исследование фундаментальных проблем физики высоких энергий при столкновениях адронов, которые сопровождаются образованием сверхплотного ядерного вещества — кварк-глюонной плазмы (КГП) (рис. 13а, б). Так, на ускорителях в ЦЕРНе и в Брукхейвене были проведены уникальные эксперименты по генерации ультраэкстремального состояния барионного вещества с плотностью порядка 10^{15} г см $^{-3}$, давлением 10^{30} бар и температурой около 200 МэВ (рис. 1а, б) в индивидуальных актах столкновений тяжёлых ядер Cu–Cu и Au–Au. В соответствии с современными представлениями именно в таком состоянии находилось вещество Вселенной в первые микросекунды после Большого взрыва (рис. 13в), а также, возможно, находится вещество таких астрофизических объектов, как γ -всплески, нейтронные и кварковые звёзды, чёрные дыры.

Среди большого количества интересных физических результатов, полученных с помощью ускорительной техники, мы здесь остановимся на генерации КГП, возникающей при деконфайнменте кварков при энергиях $E \geq 200$ МэВ [168, 181]. При столкновении двух ядер (см. рис. 10 [167]) кинетическая энергия движения переходит во внутреннюю энергию нуклонов, что в соответствии с предсказаниями квантовой хромодинамики (КХД) [181] приводит к образованию нового состояния вещества — кварк-глюонной плазмы, "кваркового супа" [168, 181] (рис. 13а, б).

Возникающая при таких столкновениях КГП, которая состоит из кварков, антикварков и глюонов [182, 164, 183], обладает максимальной плотностью порядка $(9-10)\rho_0$ (где $\rho_0 = 2,5 \times 10^{14}$ г см $^{-3}$ — ядерная плотность) и может возникать в центре нейтронных звёзд,

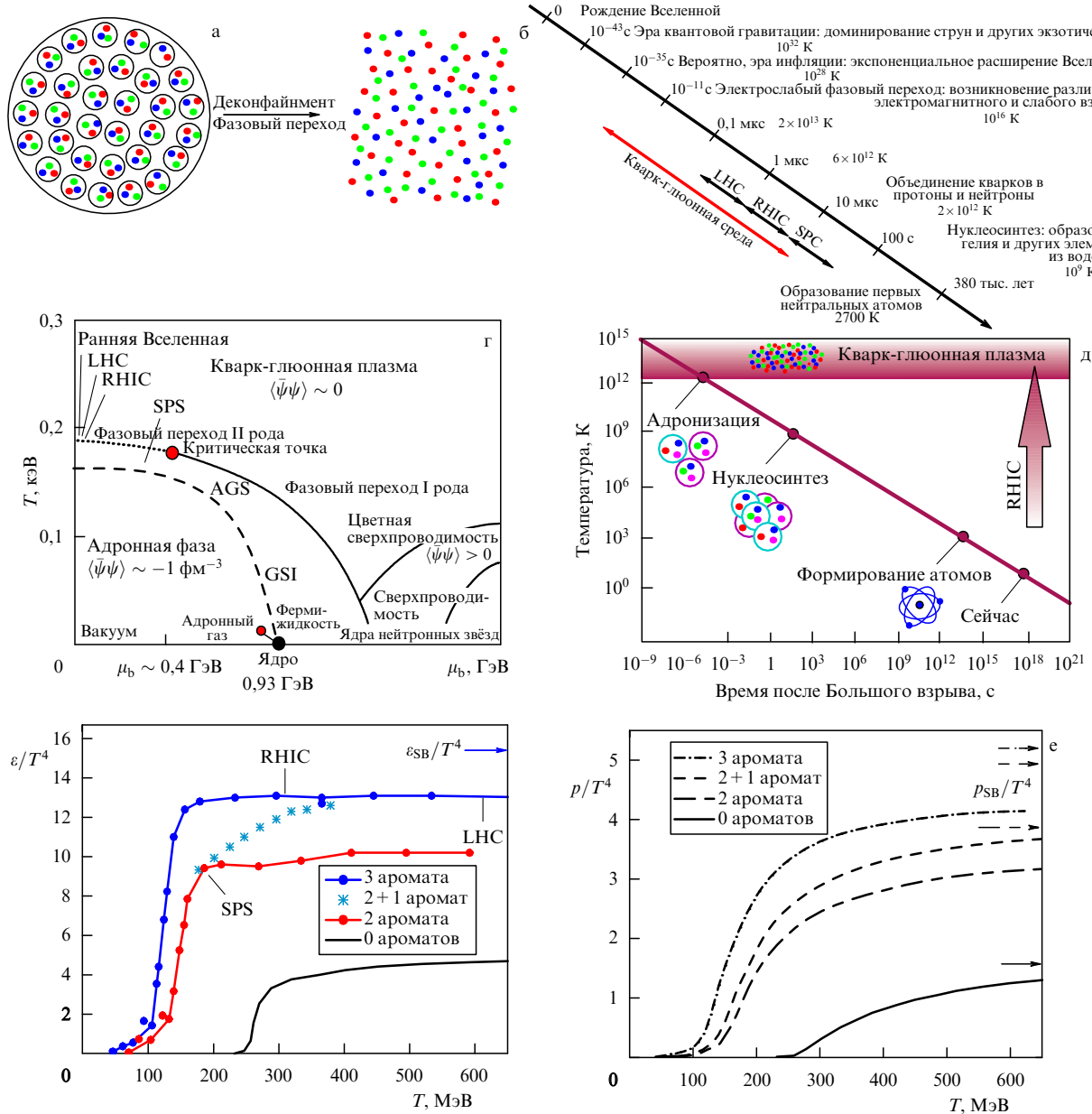


Рис. 13. (а, б) Образование кварк-глюонной плазмы: (а) при обычных условиях кварки, показанные точками разного цвета, связаны в адронах; (б) при температурах $T > T_c$ происходит деконфайнмент кварков и они, переставая быть связанными в адронах, образуют КГП. (в) Космическая шкала времени. Расширение Вселенной после Большого взрыва [167]. (г) Схематическая фазовая диаграмма кварк-глюонной плазмы [197, 202]. (AGS — Alternate Gradient Synchrotron). (д) Трансформация материи после Большого взрыва. (е) Результаты квантово-хромодинамических расчётов зависимостей плотности энергии и давления от температуры [168]. Наиболее реалистичный случай соответствует аромату 2 + 1. (Нижний индекс SB — от Stefan – Boltzmann.)

чёрных дыр или при коллапсе обычных звёзд. Условия, достижимые на современных ускорителях, приведены на фазовой диаграмме ядерной материи (рис. 13г).

Кварк-глюонная плазма является существенным элементом трансформации материи после момента зарождения Вселенной (см. раздел 6.5). В течение первых микросекунд [164] после Большого взрыва температура уменьшалась по закону T [МэВ] $\sim t^{-1/2}$, где время t измеряется в секундах, так что КГП с температурой в несколько сотен МэВ могла существовать в течение первых 5–10 мкс после Большого взрыва (рис. 13д). Поэтому КГП называют наиболее "старой" формой материи.

Кварк-глюонная плазма [184–187] является сверхплотной и сверхгорячей формой ядерной материи с

несвязанными кварками и глюонами, которые при меньших энергиях связаны в адронах (рис. 13а, б). Существование КГП следует из свойства асимптотической свободы КХД [188–191], которая даёт значение плотности энергии соответствующего перехода 1–10 ГэВ фм⁻³, близкое к плотности энергии внутри протона, что на порядок превышает плотность энергии ядра. Детальные численные расчёты дают критические условия возникновения КГП: $T_c \approx 150–200$ МэВ, или $(1,8–2,4) \times 10^{12}$ К (рис. 13г, е).

Возникновение такой плазмы проявляется в увеличении степеней свободы — от трёх, свойственных пионному газу при низких температурах, $T < T_c$, до 40–50, присущих КГП при $T \sim (1–3) T_c$. Так как плотность

энергии, давление и энтропия приблизительно пропорциональны возбуждённым степеням свободы системы, резкое изменение этих термодинамических параметров в малой окрестности T_c и объясняет большую (до ~ 10 относительных единиц на рис. 13е) разницу энергий обычного ядерного вещества и КГП.

Как и привычная нам "электромагнитная" плазма, КГП может быть идеальной при $T \gg T_c$ и неидеальной при $T \sim (1-3) T_c$. Ответственный за это параметр неидеальности — отношение энергии межчастичного взаимодействия к кинетической энергии — в этом случае имеет вид $\Gamma = 2Cg^2/(4\pi aT) = 1,5-5$, где C — инвариант Казимира, $C = 4/3$ для кварков и $C = 3$ для глюонов, межчастичное расстояние $a \sim 1/T$, $a \approx 0,5$ фм, $T = 200$ эВ, константа сильного взаимодействия $g \sim 2$. Множитель 2 в выражении для Γ учитывает магнитное взаимодействие, которое в релятивистском случае имеет тот же порядок, что и кулоновское.

Сейчас трудно однозначно ответить на вопрос: является ли переход к КГП истинным термодинамическим фазовым переходом со скачком плотности энергии или это резкий, но непрерывный переход [168]? Во всяком случае теория [168] предсказывает в переходной области малое значение скорости звука, что отражается в доступных для наблюдения гидродинамических аномалиях при релятивистских столкновениях тяжёлых ядер.

Картина релятивистских столкновений тяжёлых ядер приведена на рис. 10. В условиях эксперимента RHIC продольное лоренцевское сокращение размеров сталкивающихся ядер порядка 100. Характерный объём области U-U-столкновений (≈ 3000 фм³) содержит порядка 10000 кварков и глюонов, а характерное время столкновения составляет $\tau_0 \approx (0,2-2)$ фм/с $\approx (5-50) \times 10^{-25}$ с. По этой причине часть высокоэнергетических процессов происходит, по-видимому, уже в разлетающемся веществе после того, как ядерные сгустки прошли сквозь друг друга.

Во время столкновения по мере расширения и охлаждения ядерной материи возникающие кварки и глюоны термализуются (время $\tau_{eq} \leq 1$ фм/с $\approx 3 \times 10^{-24}$ с) и могут прийти в локальное термодинамическое равновесие в течение времени жизни плазмы $\tau_0 \sim (1-2)R/c \sim \sim 10$ фм/с, где R — характерный размер области плазмы. В этом случае среда придёт в гидродинамическое движение, фиксация которого может дать экспериментальную информацию о свойствах адронного или кварк-глюонного вещества, а также о границах их взаимного перехода, который согласно квантовой хромодинамике должен происходить при плотности энергии около 1 ГэВ фм⁻³.

Анализ динамики столкновения и разлёта показывает [168], что переход от относительно медленного одномерного расширения к более быстрому трёхмерному осуществляется за характерное время $t \sim 0,3$ фм/с. К моменту $t \sim 3$ фм/с плазма является смесью кварков, глюонов и адронов, а при $t \sim 10$ фм/с кварки и глюоны объединяются в адроны. Нижний предел достижимой плотности энергии реализуется при $t \sim 1$ фм/с, а верхний (безмассовый газ) — при $t \sim 0,3$ фм/с. Общая оценка плотности энергии W имеет вид [168]

$$(2-3) \text{ ГэВ фм}^{-3} \leq W \leq (20-30) \text{ ГэВ фм}^{-3}.$$

Для сравнения: плотность энергии в нейтронных звёздах (см. раздел 6) порядка 1 ГэВ фм⁻³.

Возникновение КГП должно сопровождаться качественно новыми физическими явлениями, которые должны проявляться в экспериментах.

Во-первых, появление новых степеней свободы в плазме отражается на релятивистской гидродинамике столкновения и разлёта, описываемой, в свою очередь, в условиях локального термодинамического равновесия уравнениями движения вязкой жидкости. Гидродинамический формализм упрощается в случае невязкой жидкости (уравнение Эйлера), а экспериментальное проявление коллективных (вязких) эффектов может служить указанием на плазменные эффекты.

Во-вторых, проявление КГП выражается в отличии рассчитанных по заданному уравнению состояния параметров гидродинамических явлений от экспериментальных данных.

Результаты таких сопоставлений для азимутальных компонентов потока π, K, p, Λ при Au-Au-столкновениях показывают [192-196], что при энергиях до 1 ГэВ фм⁻¹ наблюдается хорошее соответствие результатов расчётов и измерений, которое нарушается при больших значениях энергии. Это расхождение связывается с появлением КГП. Если учесть в уравнении состояния вызванное появлением этой плазмы уменьшение скорости звука в окрестности $T \approx T_c$, которое приводит к "смягчению" уравнения состояния, то это улучшит соответствие результатов расчётов и экспериментов.

Возникновение КГП может проявляться не только в указанных особенностях уравнения состояния, но и в особенностях поведения вязкости в гидродинамическом движении. Именно с этими эффектами связывают неустрашимое в рамках трёхмерной нестационарной (3+1)D-гидродинамики занижение эллиптических скоростей разлёта, измеренных на ускорителе SPS, по сравнению с расчётными. Во всяком случае, эксперименту лучше соответствуют расчёт идеального невязкого потока по уравнениям Эйлера [197], чем по уравнениям с вязкой диссипацией.

Эффекты подавления струй, образующихся при релятивистском столкновении ядер, также содержат информацию о свойствах ударно-сжатого вещества [198-200] и о возникновении КГП. По порядку величины это подавление определяется радиационными потерями глюонов, в то время как вклад упругих потерь довольно мал.

Эти и ряд других экспериментальных данных дают возможность найти начальную плотность энергии W_0 при релятивистских столкновениях:

$$W_0 \approx \frac{P_0^2}{\pi R^2} \frac{dN_g}{dy} \approx 20 \text{ ГэВ фм}^{-3},$$

где $P_0 \sim Q_{sat}$. При характерном моменте глюона, 1,0-1,4 ГэВ, время формирования первичной неравновесной КГП $\tau \sim 0,2$ фм/с. В этих условиях необходимое для применения гидродинамики локальное термодинамическое равновесие наступит при $\tau_{eq} < 0,6$ фм/с. К этому времени температура составит $T(\tau_{eq}) \sim 2T_c$, где T_c — расчётная температура возникновения КГП. По одной из моделей [168] при $P_0 \sim 2-2,2$ ГэВ число министруй должно быть порядка 1000.

Наблюдаемые явления подавления струй при ядерных столкновениях дают возможность определить плотность энергии ядерного вещества и на основе анализа

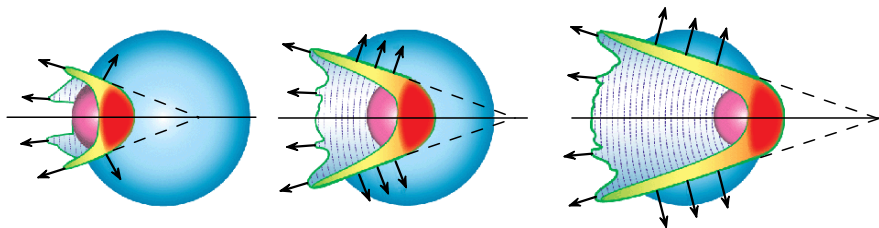


Рис. 14. Образование маховских ударных волн в ядерном веществе [201] при столкновении лёгкого (слева) и "тяжёлого" ядер.

энергопотерь струй при их движении через КГП сделать выводы о сильном коллективном взаимодействии (неидеальности) такой плазмы.

Как одно из элегантных и интересных ядерных гидродинамических явлений особо отметим образование конических маховских ударных волн (рис. 14), по свойствам которых, согласно красивой идее Штокера [201], можно судить о характеристиках сжатого ядерного вещества.

Между кварк-глюонной плазмой и обычной плазмой, из которой состоит 95–99 % видимой Вселенной и которая называется электромагнитной плазмой (ЭМП), много различий и много общего [181]. Кварк-глюонная плазма в отличие от ЭМП является релятивистской или ультрарелятивистской. Это различие в релятивизме проявляется не только в кинематике движения, но и в том, что в нерелятивистском случае присутствуют только частицы, число которых сохраняется, а в релятивистском присутствуют также античастицы, а сохраняется число лептонов. Плотность частиц больше не является адекватной характеристикой КГП.

Наиболее общая черта КГП и ЭМП состоит в коллективном характере межчастичного взаимодействия [181]. Радиус эффективного электромагнитного взаимодействия, несмотря на экранирование, обычно много больше межчастичного расстояния, так что в дебаевской сфере находится много частиц и их движение сильно коррелировано. Квантовая электродинамика даёт для псевдопотенциала решение, соответствующее дебаевскому:

$$\Phi(r) = \frac{q}{r} \exp(-m_D r),$$

в котором дебаевская масса (её обратная величина играет роль дебаевского радиуса в атомной системе единиц) $m_D^2 = e^2 T^2 / 3$ порядка $(qT)^2$, где q — константа квантовой электродинамики. Так как число частиц n в этой теории $n \sim T^3$, то число частиц в сфере Дебая $N \sim 1/q^3$ в пределе слабого сжатия ($1/q \gg 1$). Интересно, что псевдопотенциал межчастичного взаимодействия одинаковых зарядов в КГП может в ряде случаев становиться притягивающим [181]. Характерный для ЭМП и КГП дальнедействующий характер межчастичных взаимодействий приводит к тому, что важную роль здесь играют коллективные эффекты, такие как экранирование, плазменные колебания, неустойчивость и т.п.

В отличие от случая ЭМП, в опытах с которой используются внешние электромагнитные или гравитационные поля, в случае КГП поля необходимой интенсивности необычайно велики и при релятивистских столкновениях важны только самоиндуцированные поля.

Многие типичные для ЭМП гидродинамические и кинетические плазменные неустойчивости, по-видимому, могут проявляться также в КГП [181], хотя наблюдать их там крайне затруднительно. Однако с развитием этих возмущений связывают малое (≤ 1 фм/с) измеренное время термализации КГП и эффект подавления струй при релятивистском столкновении ядер.

Наблюдаемые в экспериментах [181] быстрая термализация вещества, параметры эллиптических потоков, спектр вылетающих частиц, подавление струй и малая вязкость связываются [181] с неидеальностью КГП, находящейся вблизи границы деконфайнмента. Приведённая выше оценка параметра неидеальности $\Gamma \sim 1,5-5,0$ может стать на порядок большей при учёте высших членов в потенциалах взаимодействия [181]. Это, в свою очередь, может вызвать "плазменный" фазовый переход, подобный тому, который наблюдается в нерелятивистской сильнонеидеальной плазме [2, 4, 54].

Любопытные аналогии [181] возникают между сильнонеидеальной КГП и сильнонеидеальной пылевой плазмой [4, 40, 43]. И в том и другом случае речь идёт, по-видимому, о неньютоновской жидкости, в которой сдвиговая вязкость зависит от скорости движения. Кроме того, КГП, возможно, обладает чертами наножидкости [181]. Так, начальный размер КГП сразу после столкновения составляет около 10 фм (~ 20 межчастичных расстояний), что отличается её от сплошной среды. Это также характерно для неидеальной пылевой плазмы [4, 40, 43].

Аналогии между КГП и ЭМП могут быть полезными и помочь в выяснении ряда важных свойств КГП, особенно таких, которые трудно получить из прямого эксперимента с релятивистскими ионными столкновениями.

6. Астрофизические аспекты высоких плотностей энергии

Физика высоких плотностей энергии лежит в основе современных представлений о формировании структуры и эволюции астрофизических объектов, происходящих под действием гравитационных сил и термоядерных энерговыделений [1]. Поразительны масштабы и разнообразие этих явлений, для объяснения которых необходимы самые последние идеи и данные современной физики.

Наблюдения за астрофизическими объектами производятся в широком диапазоне электромагнитного излучения — от жёсткого гамма-излучения до излучения с метровой длиной волны, что даёт возможность получить уникальную, недоступную для современных

Таблица 3. Характерные параметры вещества в природе и в лаборатории

Объект	T , К	ρ , г см ⁻³	p , бар
Межгалактический газ	$10^7 - 10^8$	$10^{-30} - 10^{-3}$	$10^{-17} - 10^{-7}$
Земля (центр)	5×10^3	10–20	$3,6 \times 10^6$
Юпитер (центр)	$(1,5 - 3) \times 10^4$	5–30	$(3 - 6) \times 10^7$
Экзопланеты	$10^3 - 10^5$	1–30	$10^7 - 10^8$
Алмазные наковальни	4×10^3	5–20	5×10^6
Ударные волны	10^7	13–50	5×10^9
УТС, магнитное удержание	10^8	3×10^{-9}	50
УТС, инерционное удержание	10^8	150–200	2×10^{11}
Солнце	$1,5 \times 10^7$	150	10^{11}
Красный гигант	$(2 - 3) \times 10^7$	$10^3 - 10^4$	5×10^{12}
Белый карлик	10^7	$10^6 - 10^9$	$10^{16} - 10^{22}$
Релятивистское столкновение ядер Au, 100 ГэВ на нуклон (Брукхейвен)	$2 \times 10^7 - 7 \times 10^{13}$	10^{15}	10^{30}
Нейтронная звезда, чёрная дыра, γ -всплески	$10^8 - 10^{11}$	$10^{14} - 5 \times 10^{15}$	$10^{25} - 10^{27}$
Ранняя Вселенная — планковские условия	10^{32}	10^{94}	10^{106}

ускорителей информацию о физических процессах при ультравысоких энергиях. По образному выражению Я.Б. Зельдовича Вселенная является "ускорителем для бедных" — она не требует многомиллиардных затрат на строительство экспериментальных устройств.

Диапазон изменения параметров вещества во Вселенной чрезвычайно широк [7, 10] — от параметров космического вакуума² и разрежённого межгалактического газа с плотностью 10^{-30} г см⁻³ до параметров нейтронных звёзд с экстремально высокой плотностью $10^{14} - 10^{17}$ г см⁻³ (табл. 3). Температура межгалактического газа с плотностью частиц $n \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ см⁻³ составляет $10^7 - 10^8$ К, а при нагреве ударными волнами (от сброса оболочек звёзд, их столкновений и взрывов, от столкновения газовых облаков и т.п.) может достигать 10^9 К. Внутри нейтронных звёзд температура составляет $10^8 - 10^{11}$ К [1]. Большая часть (99 %) видимой материи разогрета до температуры, превышающей 10^5 К.

Если в межгалактическом пространстве величина магнитного поля составляет порядка 10^{-9} Гс, а вблизи плоскости Галактики — 10^{-6} Гс, то на поверхности нейтронных звёзд она на 22 порядка больше. Рекорд здесь принадлежит недавно открытым магнитарам — нейтронным звёздам, образующимся после вспышек

² Эта величина следует из измерений гравитационных эффектов вакуума и согласуется с соображениями о верхнем пределе, вытекающем из ограничений снизу на кривизну пространства [203].

сверхновых, с магнитными полями до 10^{15} Гс, что соответствует плотности порядка 10^8 г см⁻³, приближающейся к плотности ядерной материи [204, 205]. Гравитационная аккреция вещества порождает высококоллимированные струи, пучки заряженных частиц, ускоренных до ультравысоких энергий. Взрывы сверхновых генерируют ударные волны, плазменные выбросы, турбулентные плазменные и пылевые облака, создавая материал для рождения звёзд [5, 7, 8, 10]. Нейтронные звёзды размером в несколько километров, вращаясь с килогерцевыми частотами и воздействуя своими гигантскими магнитными полями на плазму, генерируют мощное рентгеновское излучение. Детальные астрономические наблюдения свидетельствуют о преобладании новых форм материи типа тёмного вещества и тёмной энергии. Однако до сих пор мы недостаточно хорошо представляем себе структуру даже ближайших к нам планет Солнечной системы.

Задача состоит в том, чтобы в какой-то мере воспроизвести в лабораторных условиях эти экзотические состояния и трансформации материи путём столкновения релятивистских ядер, в фокусе сверхмощных лазеров, в схлопывающихся плазменных пинчах или в расчётах на супер-ЭВМ [5]. При этом различие в лабораторных и астрофизических масштабах достигает многих (до 25) порядков величин, так что необходим выбор адекватных безразмерных переменных и аккуратный анализ критериев подобия [9, 60]. Существующие и принципиальные технические возможности, а также перспективы кумуляции высоких плотностей энергии, описанные в разделах 3–5, составляют техническую основу лабораторной астрофизики [9, 60, 206] — быстро развивающегося раздела физики высоких плотностей энергии.

Рассмотрим кратко, только с точки зрения физики высоких плотностей энергии, примеры астрофизических объектов [5].

6.1. Планеты, экзопланеты, субзвёзды, белые и коричневые карлики

На рисунке 15а представлены структура и характерные параметры ряда планет-гигантов Солнечной системы, в которых сосредоточено 99,5 % массы околосолнечного вещества. Видно, что речь идет о сложной структуре и разнообразных физических процессах в сжатом и нагретом веществе, которые необходимо научиться воспроизводить в лаборатории и описывать теоретическими моделями плотной плазмы с мегабарным давлением.

Значительно меньше наблюдаемой информации получено относительно планет, находящихся вне Солнечной системы. С 1992 г. по настоящее время обнаружено более 230 таких объектов, которые фиксируются астрономами по уменьшению яркости звезды в момент прохождения экзопланеты между звездой и земным наблюдателем (затменный метод).

Редкий снимок экзопланеты-спутника звезды Gliese 229, полученный с помощью телескопа "Хаббл", представлен на рис. 15б. Масса этой экзопланеты составляет 20–60 масс Юпитера.

На рисунке 15в приведены размеры и массы ряда планет-гигантов и экзопланет, а также их химический состав в сопоставлении с таковыми для планет Солнечной системы.

Интерпретация данных земных и космических измерений, а также построение на их основе моделей эволюции,

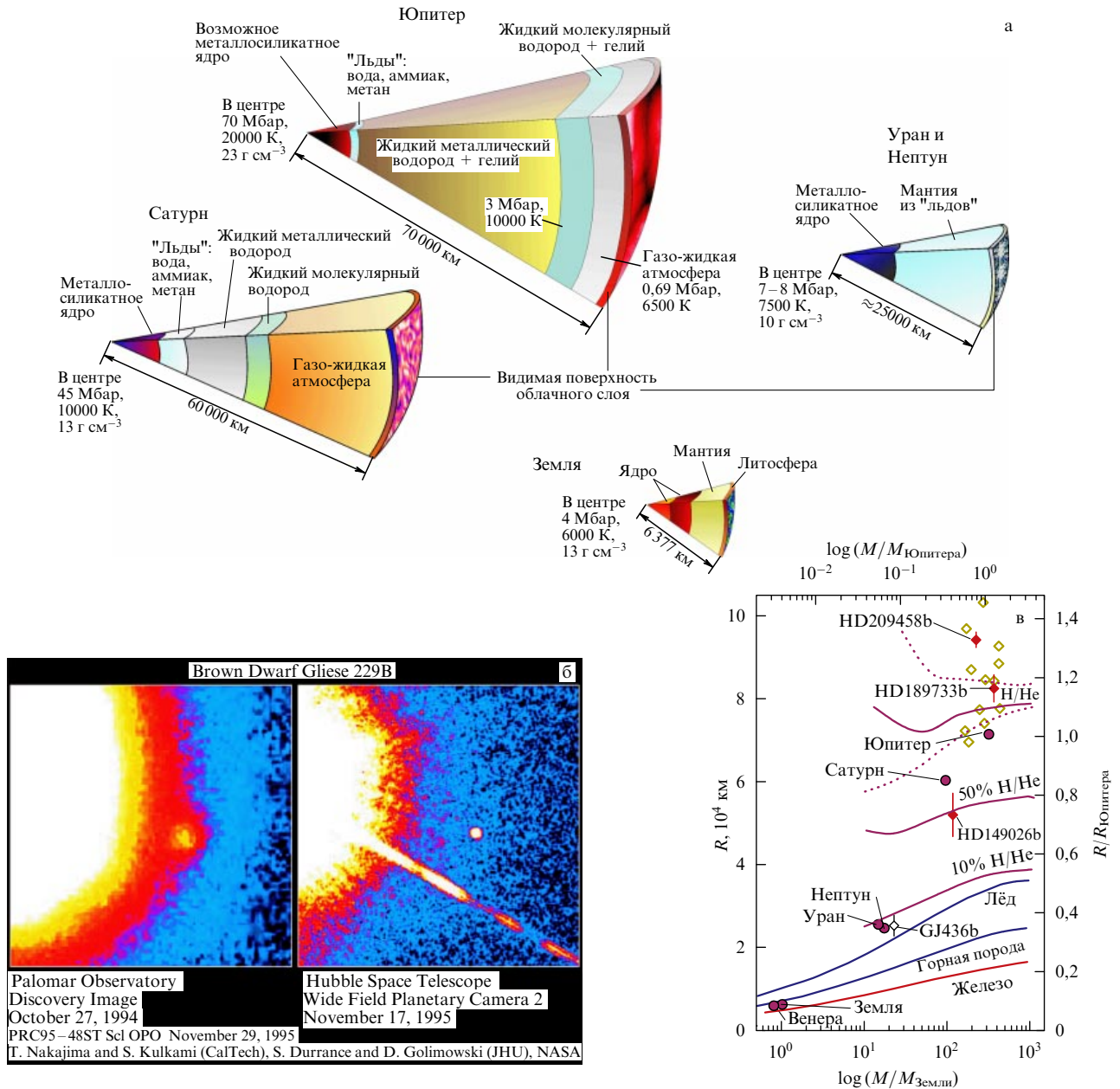


Рис. 15. (а) Схема внутреннего строения планет-гигантов в сравнении со строением Земли [220]. (б) Снимок спутника звезды Gliese 229. Изображение получено космическим телескопом "Хаббл" [221]. (в) Характеристики и химический состав экзопланет в сопоставлении с таковыми для ряда планет Солнечной системы [222].

структуры и энергетических характеристик этих объектов, требует надёжных сведений о физических свойствах неидеальной плазмы в мегабарном диапазоне давлений.

Эксперименты по многократному (квазиadiaбатическому) ударному сжатию водорода, гелия и их смесей на пневматических пушках [12] и взрывных метательных устройствах [3, 4, 11, 54] дают необходимую информацию об ионизации давлением [3, 4, 11, 22] и о фазовом переходе [54] в такой плазме. Измерения показывают, что плазменный фазовый переход происходит на изоэнтропии дейтерия при $p \approx 1,2$ Мбар, а ионизация давлением — в близком диапазоне давлений при плотности плазмы $0,5\text{--}1,0 \text{ г см}^{-3}$. Это позволило измерить границу металлизации Юпитера, сдвинув её в сторону больших радиусов [2, 207].

Близкими по размерам к планетарным объектам являются коричневые карлики, маломассивные звёзды и субзвёзды, в недрах которых потухли ядерные реакции [208] из-за недостаточной массы таких объектов (обычно $0,07\text{--}0,09$ массы Солнца при размере, сопоставимом с размером Юпитера). Эти "неудавшиеся звёзды" занимают диапазон масс от массы Юпитера до массы Солнца и состоят из водородно-гелиевой вырожденной или частично вырожденной неидеальной плазмы с давлением в центре около 10^5 атм, в то время как у белых карликов плазма полностью вырождена [209–212].

Оптические свойства плазмы звёзд являются одной из центральных областей применения физики высоких плотностей энергии к астрофизике, так как излучение определяет перенос энергии внутри звёзд, их эволюцию

и наблюдаемую светимость, давая основную наблюдаемую информацию об этих объектах.

В качестве примера плазменных расчётов такого рода приведём анализ оптических явлений при соударении кометы Шумейкера–Леви 9 с Юпитером [213, 214], который позволил уточнить состав и строение атмосферы Юпитера, выявить эффект ускорения ударной волны в экспоненциальной атмосфере и объяснить зарегистрированные на Земле и с помощью космических зондов оптические сигналы.

При превращении гравитационно-неустойчивого газопылевого облака в звезду происходят гигантские изменения в физических условиях — плотность вещества возрастает на 20 порядков, а температура — на шесть порядков. Вещество претерпевает серию трансформаций от молекулярного и твёрдого состояний до состояния сверхплотной релятивистской плазмы.

Основным источником энергии при дальнейшей эволюции звёзд является термоядерное горение, приводящее к рождению тяжёлых элементов и происходящее в сильносжатом веществе при экстремально высоких температурах [215]. При таком горении [216] водород превращается в гелий (10^6 К), который переходит в углерод и кислород при температуре $T \sim (1-2) \times 10^8$ К. Углерод при $T \sim 8 \times 10^8$ К даёт неон, натрий и магний, а кислород при $T \sim 2 \times 10^9$ К — кремний и серу. Для перехода кремния в железо и соседние с ним элементы необходима $T \sim 4 \times 10^9$ К. В этих условиях термоядерное горение прекращается, так как на образование более тяжёлых элементов требуются затраты энергии. Эти элементы (Cu, Sn, Ag, Pb, Th, U) синтезируются в реакциях нейтронного захвата при взрыве сверхновых типа II и красных гигантов.

Картина эволюции, а следовательно, и параметры плазмы одиночных звёзд сильно зависят от массы [8].

На рисунке 16 приведена динамика взрыва новой звезды [217, 218] в случае, когда в результате аккреции на неё не был достигнут предел Чандрасекара, что привело к более слабому, чем в случае сверхновых, взрыву.

Более мощный процесс сопровождается вспышкой сверхновой типа II (если сохранилась протяжённая водородная оболочка) или Ib/c. При этом яркость такой

сверхновой чрезвычайно высока — может превосходить суммарную яркость всех остальных звёзд Галактики. Остатки сбрасываемой оболочки затем в течение нескольких десятков тысяч лет существуют в виде светящейся туманности — остатка сверхновой.

Интересными, с точки зрения реализации экстремальных условий, астрофизическими объектами являются белые карлики [211], аккреция на которые может приводить к сверхновым типа Ia. При эволюции звёзд с массой $(8-10) M_{\odot}$ термоядерное горение останавливается на стадии гелиевого или углеродно-кислородного вырожденного ядра. Любопытно, что положительные ионы при этом образуют кристаллическую решётку [8], что представляет собой разновидность фазового перехода в неидеальной плазме [22, 37–40, 44, 48–54].

Энергетические параметры звёздных взрывов значительно различаются. Для самых "слабых" астрономических взрывов — вспышек на Солнце — масштаб времени составляет около 10^3 с, при этом высвобождается энергия примерно 10^{32} эрг, для новых — $t \sim 10^8$ с и соответствующая энергия $E \sim 10^{45}$ эрг, для сверхновых $t \sim 10^{10}$ с и $E \sim 10^{50}$ эрг, в ядрах галактик, вероятно, $t \sim 10^{15}$ с и $E \sim 10^{65}$ эрг.

В ряде сценариев эволюции звёзд (сверхновая, новая) термоядерное горение возникает во внутренних областях вырожденной плазмы и затем передаётся внешним зонам в виде волны термоядерного горения (или термоядерной детонации) либо в результате конвекции. При этом развиваются конвективные неустойчивости, приводящие к взрыву объекта [219]. Похожие конвективные процессы, но без локального термоядерного энерговыделения происходят, вероятно, и во внешних областях коричневых карликов. К сожалению, конвективные явления в вырожденной плазме пока изучены явно недостаточно [5], что требует проведения соответствующих лабораторных экспериментов.

Можно надеяться, что создаваемые установки NIF и LMJ позволят резко расширить доступный диапазон параметров и достичь условий, характерных для планет земной группы, экзопланет и планет-гигантов, коричневых карликов и звёзд со средней массой, а также для внешних слоёв белых карликов.



Рис. 16. Динамика взрыва новой звезды [217, 218].

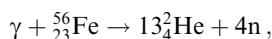
6.2. Сверхэкстремальные состояния, нейтронные и кварковые звёзды, чёрные дыры, магнитары, кротовые норы

В зависимости от начальной массы звезды солнечного химического состава, после завершения термоядерной эволюции в звёздных недрах могут возникать три типа компактных остатков: белые карлики, нейтронные звёзды и чёрные дыры [1, 8].

Нейтронные звёзды являются, пожалуй, наиболее экзотическими астрономическими объектами, в которых реализуется широкий спектр суперэкстремальных состояний вещества [223, 224], фактически недоступных для лабораторного исследования. Поэтому нейтронные звёзды в каком-то смысле играют роль "космической лаборатории" — по их наблюдаемым проявлениям можно судить о поведении вещества в ультрэкстремальных условиях: при сверхъядерной плотности, сверхсильных магнитных полях, сверхтекучести барионного компонента и интенсивных ядерных превращениях ультрасжатого вещества. Естественно, что наблюдаемые проявления этих процессов также весьма разнообразны — это радиопульсары и рентгеновские пульсары, вспыхивающие рентгеновские источники, рентгеновские транзиенты, магнитары и т.п. [8, 223, 225].

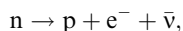
Нейтронные звёзды, связываемые с короткопериодическими источниками излучения — пульсарами, представляют собой заключительную (после взрыва сверхновой) стадию эволюции обычных звёзд с $M > 8 M_{\odot}$, при которой гравитационные силы сжимают вещество до ядерной плотности (10^{11} г см⁻³) и происходит образование нейтронного вещества [1, 8, 226], предсказанного Л.Д. Ландау ещё в 1932 г.

Термоядерное горение кремния ^{32}Si с образованием изотопов железа ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{60}Fe , а также ^{62}Ni и т.д. замыкает цепочку термоядерных реакций в невырожденном ядре массивной звезды. Плотность в центре звезды достигает 3×10^9 г см⁻³ при $T \sim 8 \times 10^9$ К и массе ядра $1,5 - 2 M_{\odot}$ [8]. Важными процессами, стимулирующими гравитационный коллапс, являются фотодиссоциация ядер железа на 13 альфа-частицы:



и нейтронизация вещества.

Согласно принципу Паули нейтронное вещество стабильно относительно распада нейтрона по схеме



так как энергетический уровень электрона, который мог бы испускаться при распаде, уже занят другими электронами, входящими в состав вещества. В итоге с увеличением сжатия происходит нарастающий процесс захвата ядрами электронов с превращением протонов в нейтроны. Такая звезда напоминает одно атомное ядро огромных размеров.

Специфическая особенность нейтронных звёзд — их сверхвысокая (ядерная) плотность: порядка $2,8 \times 10^{14}$ г см⁻³. Однако в отличие от нуклонов в атомном ядре, удерживаемых сильным взаимодействием (кварки), нуклоны в нейтронной звезде удерживаются гравитационными силами, а β -распад нейтрона подавлен из-за сильного вырождения электронов сжатого вещества.

При нейтронизации упругость вырожденного вещества уменьшается [8], так как понижается концентрация электронов при сохранении плотности барионов, по-

этому вещество становится "мягче" и коллапс ядер массивных звёзд происходит на более поздних стадиях их эволюции.

Дополнительная причина потери гидростатической устойчивости звезды обусловлена эффектами общей теории относительности: давление вещества даёт вклад в силу притяжения, приводя к увеличению силы, стремящейся сжать вещество [1, 226]. При этом коллапс ядра массивной звезды сопровождается вспышкой сверхновой типа II или Ib/c.

Коллапс ядра звезды прекращается, когда плотность достигает значения порядка плотности атомного ядра, при которой существенными становятся эффекты вырождения нейтронов и сжимаемость вещества оказывается способной противостоять действию сил тяготения.

В итоге образуется компактная звезда с $M \sim M_{\odot}$, размером всего около 10 км, начальной температурой порядка 10^{11} К, плотностью ядра порядка $(1,5 - 15)\rho_0$, где $\rho_0 = 2,5 \times 10^{14}$ г см⁻³ — плотность ядерного вещества (рис. 13г), обладающая мощным магнитным ($B \sim 10^{11} - 10^{16}$ Гс) и гравитационным (ускорение $(2 - 3) \times 10^{14}$ см с⁻²) полями, что делает необходимым использование для её описания общей теории относительности. Вращающиеся с периодом 0,0016–1 с нейтронные звёзды (радиопульсары) представляют собой единственные астрофизические объекты, в которых механизм замедления вращения (а значит, и эволюция) определяется электродинамическими силами. Нейтронные звёзды, входящие в состав двойных систем, проявляются как компактные рентгеновские источники [8].

Несмотря на малые размеры нейтронной звезды, спектр состояний вещества (рис. 17) и физические процессы в ней чрезвычайно разнообразны.

Атмосфера нейтронной звезды, имеющая толщину от нескольких десятков сантиметров до нескольких миллиметров и плотность $0,1 - 100$ г см⁻³, состоит из неидеаль-

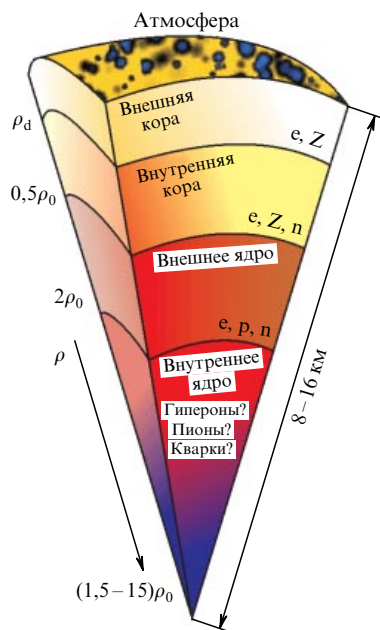


Рис. 17. Схематический разрез нейтронной звезды с массой $1,4 M_{\odot}$. Параметры звезды сильно зависят от уравнения состояния её слоёв [8, 223]. $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14}$ г см⁻³, $\rho_d = 4 \times 10^{11}$ г см⁻³ (в разных источниках приводятся несколько различающиеся значения последней величины).

ной плазмы с $T \leq 10^6$ К и обладает гигантским магнитным полем. В ряде случаев величина этого поля является достаточной для спонтанного рождения электрон-позитронных пар [227].

Внешняя кора толщиной в несколько сотен метров [223] состоит из плотной плазмы, электроны которой по мере продвижения вглубь переходят из бoльцмановского состояния в вырожденное, а затем (при $\rho \gg 10^6$ г см⁻³) — в состояние вырожденного релятивистского газа. При $\rho \geq 10^4$ г см⁻³ имеет место полная ионизация плазмы давлением. При дальнейшем сжатии происходят β -захват и нейтронизация вещества.

На границе с ядром нейтронной звезды ($2\rho_0 < \rho < 20\rho_0$) атомные ядра исчезают, а нейтроны во внутренней коре могут стать сверхтекучими, что отражается на динамике охлаждения и на нейтронной светимости объекта. Поскольку имеется сильная зависимость температуры звезды от критической температуры перехода нуклонов в сверхтекучее состояние, то предложено [228] использовать нейтронную звезду как "термометр" для измерения критических температур нуклонов в несимметричной ядерной материи, что может дать косвенную информацию об уравнении состояния ядерного вещества.

Состав внутреннего ядра нейтронной звезды точно не известен, так как мало изучена физика сильных взаимодействий в сверхплотном веществе [1, 8]. Возможно, ядро состоит из нуклон-гиперонного вещества, пионного конденсата, кварк-глюонной плазмы или каких-либо иных экзотических состояний. Согласно работе [223], если свойства коры ($\rho < 0,5\rho_0$) нейтронной звезды описываются моделями неидеальной плазмы, то при $\rho \geq \rho_0$ описание свойств вещества со сверхъядерной плотностью крайне затруднено из-за неполноты лабораторных данных и отсутствия законченной теории вещества сверхъядерной плотности [45, 46].

Если в процессе эволюции захватывается магнитное поле, то нейтронная звезда становится магнитаром [229] — звездой, обладающей сверхмощным (до 10^{15} Гс) магнитным полем [229]. Для магнитара SGR 1806-20 — самого мощного магнита во Вселенной — измеренное магнитное поле оказалось рекордно высоким: примерно 10^{15} Гс, что соответствует плотности порядка 10^{13} г см⁻³, приближающейся к плотности ядерной материи. Вероятно, в ряде случаев в центральных областях нейтронных звёзд может возникать КГП (см. раздел 5.2). Такие объекты называют странными кварк-глюонными звёздами [168].

Сверхплотные состояния материи, в частности КГП, могут проявляться также в чёрных дырах — объектах, предсказанных общей теорией относительности, в которых поле тяготения столь велико, что вторая космическая скорость равна скорости света [10, 230]. Чёрная дыра представляет собой область пространства-времени с выделенным горизонтом событий — поверхностью размером $r_{\text{ВН}} = 2GM/c^2 \sim 3M/M_\odot$ [км], из-под которой никакая информация не может выйти наружу и стать доступной внешнему наблюдателю. Условие возникновения чёрных дыр требует сверхвысокого сжатия вещества: для Солнца $r_{\text{ВН}} \sim 3$ км, для Земли $r_{\text{ВН}} \sim 1$ см, для Луны $r_{\text{ВН}} \sim 0,12$ мм.

Для Земли ($M = 3 \times 10^{-6} M_\odot$) критическая плотность крайне велика: 2×10^{27} г см⁻³, что на 13 порядков выше плотности атомного ядра.

Аккреция вещества соседней звезды на чёрную дыру сопровождается гигантским энерговыделением в рентгеновском диапазоне со светимостью $\sim 10^{36} - 10^{39}$ эрг с⁻¹, в несколько миллионов раз превышающей болометрическую светимость Солнца. Так что оптическая звезда играет роль пробного тела в гравитационном поле релятивистского объекта. При этом кандидаты в чёрные дыры отличаются от нейтронных звёзд не только большими массами (более чем в три раза) и отсутствием магнитного поля, но и наблюдаемыми проявлениями — эти мощные рентгеновские излучатели не являются ни рентгеновскими пульсарами, ни рентгеновскими барстерами первого типа [7, 183, 230]. Плотность мощности излучения таких объектов достигает гигантских величин — до 10^{27} Вт см⁻², что на шесть порядков превосходит максимальное значение, достигнутое для сфокусированного лазерного излучения (см. табл. 2). Построенные модели показывают, что для типичной чёрной дыры с массой $M = 10 M_\odot$ и сверхъядерной плотностью $\rho \sim 10^{16}$ г см⁻³ давление находится на уровне $(2-3) \times 10^{24}$ Мбар.

Существенно, что последние мгновения чёрной дыры перед её исчезновением будут протекать в режиме мощного взрыва с энерговыделением 10^{30} эрг за время около 0,1 с. Такие взрывы можно было бы наблюдать на большом расстоянии от Земли.

Возможно, в центрах квазаров находятся чёрные дыры с массой $\sim 10^8 M_\odot$, что объясняет мощное излучение, исходящее из полярных областей квазаров [231].

По-видимому [8], сверхмассивные ($M > 10^5 - 10^{10} M_\odot$) чёрные дыры являются центральными элементами ряда галактик.

Важной особенностью релятивистских астрофизических объектов является наличие гигантских магнитных полей, во многом определяющих динамику движения этих объектов и их излучательные характеристики.

Для анализа наблюдательных данных крайне важно иметь представление о физических свойствах плотной, частично ионизованной плазмы внешних слоёв нейтронной звезды при наличии мощных ($B \sim 10^{11} - 10^{16}$ Гс) магнитных полей [224, 225].

Хорошо известно, что сильные магнитные поля резко изменяют свойства вещества. Так, при $H \approx 150$ МЭ уравнение состояния становится гораздо жёстче. При $B \sim 10^{12}$ Гс давление магнитного поля на поверхности нейтронной звезды составляет около 40 Пбар. При

$$B \gg B_0 = \frac{m_e^2 e^3 c}{\varepsilon^2 \hbar^3} \sim 2,35 \times 10^9 \text{ Гс}$$

(где ε — диэлектрическая проницаемость) циклотронная энергия электрона,

$$\hbar\omega_c = \hbar \frac{eB}{m_e c} \approx \frac{11,58B}{10^{12}} \text{ [кэВ]},$$

много больше кулоновской энергии взаимодействия с ядром. В условиях нейтронной звезды кулоновская сила является малым возмущением по отношению к магнитной силе и при типичных температурах звезды электроны находятся на уровне Ландау [7, 224]. Атом и ионы, вследствие ограниченности их движения в перпендикулярном магнитному полю направлении, принимают цилиндрическую форму и приобретают большую энергию связи [232, 233]. Вместе с тем, когда атом движется в постоянном магнитном поле, в его системе отсчёта,

согласно преобразованию Лоренца, возникает электрическое поле, которое может вызвать ионизацию системы [232, 233]. Сейчас остаётся очень много неясного в структуре, электронных и механических свойствах таких экзотических состояний сильно замагниченного вещества [5, 224].

Описание переноса излучения в ионизованной плазме с $T > 10^6$ К и магнитных полях $B > 10^{14}$ Гс встречается с трудностями, связанными с поляризацией вакуума и рождением виртуальных электрон-позитронных пар [227] при ультравысоких магнитных полях,

$$B > B_c = \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar} \approx 4,4 \times 10^{13} \text{ Гс},$$

которые изменяют диэлектрические свойства среды, поляризуют движение протонов, влияя тем самым на излучательные свойства плазмы.

Сверхмощные короткоимпульсные лазеры нового поколения уже сейчас генерируют в лазерной плазме поля порядка 10^9 Гс (см. [131, 134] и раздел 4). Развитие лазерных исследований может дать новую информацию об излучательной способности и спектрах астрофизической плазмы в мощных магнитных полях.

В последнее время обсуждается [234] ещё один механизм возникновения чёрных дыр, связанных с коллапсом так называемых магнитных туннелей, или кротовых нор [235, 236]. Эти весьма экзотические объекты, по-видимому, возникли на ранних этапах после Большого взрыва и по разным причинам сохранились до наших дней. Согласно модели хаотической инфляции, составляющей основу современной космологии [234], возможно существование бесконечного количества вселенных, возникающих в скалярном поле в разных областях пространства в разное время и образующих так называемую пространственно-временную пену [235, 236]. Отдельные части нашей и других вселенных могут быть связаны пространственно-временными туннелями — кротовыми норами, существовавшими в исходном скалярном поле и сохранившимися после инфляции.

Параметры кротовых нор соответствуют ультравысокой плотности энергии, которая может быть сопоставима с плотностью энергии в малой пространственно-временной окрестности Большого взрыва [234]. Обращают на себя внимание исключительно сильные магнитные поля этих объектов. При полях

$$B = \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar} \sim 4,4 \times 10^{13} \text{ Гс}$$

расстояния между уровнями Ландау превышают энергию покоя электрона. Атомы позитрония приобретают стабильность при $B > 10^{24}$ Гс и, спонтанно рождаясь из вакуума, заполняют всю среду. Пробой вакуума и рождение монополярных пар происходит при $B \sim 2,6 \times 10^{49}$ Гс, что приводит к величине массы кротовой норы всего в 1,8 кг, которая, по-видимому, является нижним пределом для массы этих объектов.

На рисунке 18 [237] представлена диаграмма Хилласа с характерными магнитными полями и размерами астрофизических объектов, демонстрирующая также возможности этих объектов как ускорителей частиц. Сплошные линии — оценки размеров R и индукции магнитного поля B объектов, способных разогнать протоны до энергий в

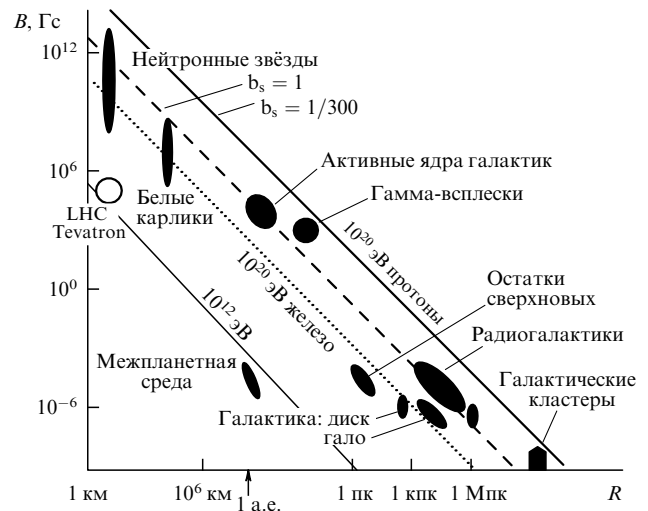


Рис. 18. Диаграмма Хилласа с характерными магнитными полями и размерами астрофизических объектов [237] (b_s — скорость по отношению к скорости света).

10^{20} и 10^{21} эВ при скорости ударной волны в 300 раз меньшей скорости света. Пунктирная линия — то же для ядер железа. Тёмными пятнами отмечены наблюдаемые размеры и магнитные поля различных астрофизических объектов. Для сравнения приведены характеристики ускорителей Tevatron и LHC. Вероятно, что при заданных предположениях о характере самого механизма ускорения частиц (механизм Ферми) в известной нам Вселенной нет явного кандидата на роль Зеватрона — ускорителя с энергией, близкой к наблюдаемой энергии космических частиц.

6.3. Космические струи, радиационные ударные волны, молекулярные облака и космические лучи

Мощные ($\sim 10^{39}$ Вт), протяжённые (длина 0,01–2 пк), хорошо сколимированные (угол расходимости $5-20^\circ$ и иногда даже менее 1°) и разнонаправленные молекулярные и плазменные релятивистские струи (скорость до $0,9c$) наблюдаются во многих активных галактиках, квазарах и старых компактных звёздах [5, 8, 10, 238] (рис. 19). В случае наиболее активных квазаров эти струи часто сопровождаются электромагнитным излучением широкого спектра — от радиоизлучения ($\sim 10^8$ Гц) до сверхжесткого гамма-излучения (10^{27} Гц). Хорошо сколимированные струи со скоростями $100-300$ км s^{-1} характерны также для многих молодых звёзд.

Наблюдения и теоретический анализ показывают, что вращающиеся вместе с аккреционными дисками магнитные поля ускоряют и фокусируют эти плазменные струи, забирая энергию у аккрецирующих масс или у вращающихся чёрных дыр.

Лабораторные эксперименты с плазменными струями в столкновительном и бесстолкновительном режимах могут быть выполнены на установках сильноточных Z-пинчей. При столкновительном режиме могут изучаться процессы энергообмена, генерации излучения и ударных волн. Уменьшая плотность мишени, можно моделировать проникновение струй в мишени, их динамику и термализацию.

Так, при использовании Z-пинчей и лазеров в лабораторных условиях [9] получены гидродинамические

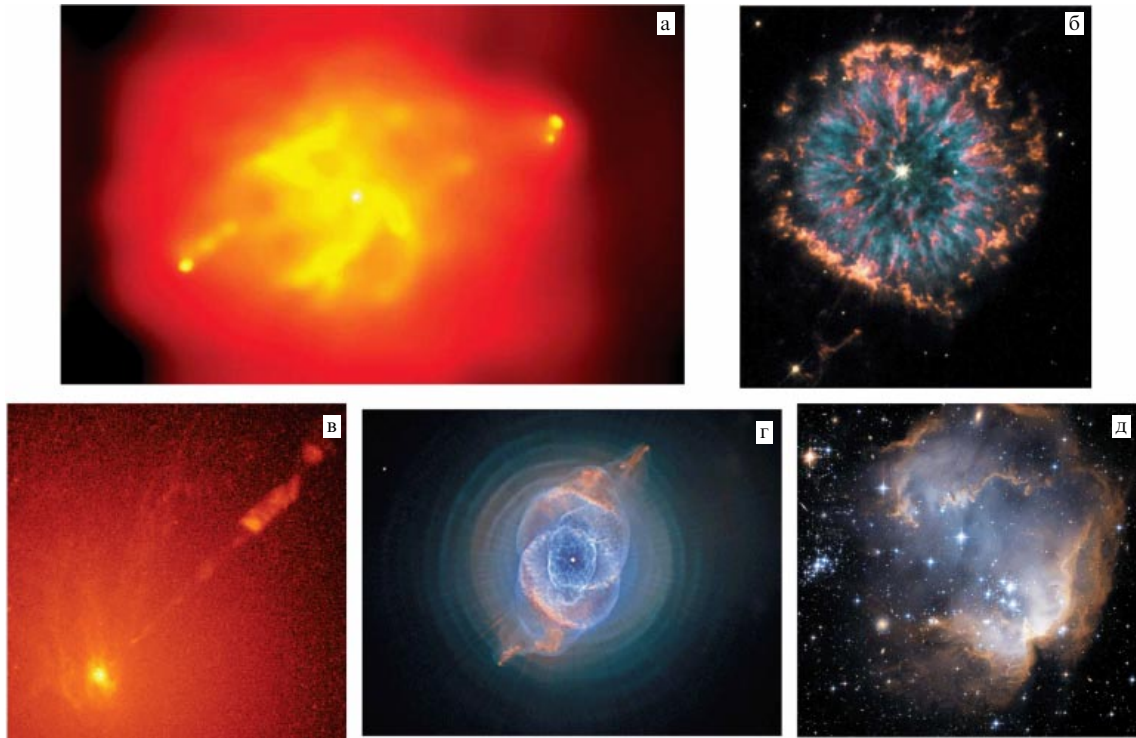


Рис. 19. (а) Аккреция вещества на чёрную дыру [9] в галактике Cygnus A: видны космические струи, приводящие к мощному рентгеновскому излучению и радиоизлучению, которые при торможении об окружающую среду создают "горячие точки" и гигантские полости. Мощность радиоизлучения Cygnus A $\sim 10^{45}$ эрг с^{-1} , что примерно в 10 млн раз больше мощности излучения галактики Андромеда. (б) Планетарная туманность NGC 6751 в созвездии Орла: видны потоки газа, покидающие центральную звезду (снимок сделан космическим телескопом "Хаббл") [247]. (в) Образование джета при аккреции вещества на массивный объект [9] в центре галактики M87. Джет, состоящий из быстро движущихся частиц, имеет структуру неоднородностей (узлов) размером ~ 10 световых лет. (г) Туманность Кошачий глаз (NGC-6543) [218], удалённая от Солнца на 1 кпк: в её центре виден остаток звезды, сбросившей с себя плазменные оболочки (снимок сделан телескопом "Хаббл"). (д) Новорожденное звёздное скопление (область N90), окружённое остатками газа, из которого оно сформировалось [247].

плазменные струи с $\text{Ma} \approx 5-10$ и сильноизлучающие струи с $\text{Ma} \approx 50-60$ [5, 239]. Новый класс высокоэнергетических, электронейтральных, хорошо скоординированных протонных струй с энергией до 100 МэВ получен с помощью пикосекундных тераваттных лазеров [26, 27, 57-59, 127, 240].

Гигантские импульсные энерговыделения в астрофизических объектах неразрывно связаны с массивными выбросами плазмы, с генерацией мощных ударных волн, солитонов и контактных поверхностей в космической плазме [5, 8-10] (рис. 19г), которые могут быть вызваны взрывом сверхновых, звёздным ветром, галактической спиральной волной, взаимным столкновением облаков и звёзд и т.п.

В плотных молекулярных облаках [5, 8, 10] температура ударно-сжатой плазмы достигает нескольких десятков миллионов градусов. Такие области подвержены радиальным колебаниям, если время их охлаждения медленно увеличивается при возрастании температуры. Кроме того, плотные охлаждённые области также бывают неустойчивыми в продольном направлении.

Пространство между звёздами не является пустым или однородным — оно заполнено веществом с малой плотностью, излучением и магнитным полем с соответствующей характерной плотностью энергии ~ 1 эВ см^{-3} . В среднем в 1 см^3 межзвёздного пространства находится не более одного атома водорода и ещё гораздо меньше других химических элементов. В 1 км^3 этого пространства содержится не более десяти пылинок размером

около 1 мкм каждая. Температура вещества изменяется здесь в широких пределах — от ~ 10 К до 10^6 К. Плотные области газа и пыли, которые получили название облаков (или туманностей), размером 100-300 пк и массой до $10^7 M_{\odot}$ разделяются на диффузные ($T \sim 10^2-10^3$ К, $n \sim 1-10^2$ см^{-3}), тёмные ($T \sim 10-10^2$ К, $n \sim 10^2-10^4$ см^{-3}), молекулярные ($T \sim 5-50$ К, $n \sim 4 \times 10^2-10^6$ см^{-3}) и глобулы ($T \sim 10-30$ К, $n \sim 10^3-10^6$ см^{-3}). Вероятно, некоторые из них возникли в зонах активного звёздообразования, а появление молекул, в свою очередь, свидетельствует о том, что среда охладилась, уплотнилась и стала готовой к звёздообразованию [241].

На струйную динамику пылевых облаков и пылевых дисков влияет тот факт, что частицы могут быть заряжены (вследствие фотоионизации) и могут образовывать так называемую пылевую плазму [40], обладающую многими необычными свойствами, в том числе, как показали эксперименты, аномальной вязкостью (см. подробнее [40, 43]).

В лабораторных условиях изучение молекулярных и пылевых облаков может быть проведено с помощью мощных лазеров и сильноточных устройств, моделирующих абляциянную динамику облаков, устойчивость границ раздела и влияние излучения на структуру и развитие радиационно-гидродинамических неустойчивостей. Кроме того, генерация ударных волн в таких средах может создавать значительные неоднородности и вызывать развитие турбулентных процессов. Работы по генерации лазерных ударных волн и волн сжатия на

Z-пинчах, получившие сейчас большое развитие [9, 16, 70–72], могут дать много нового для объяснения молекулярных облаков в космосе.

Интересную проблему представляют собой нестационарные магнитодинамические явления, определяющие активность звёзд.

Магнитогидродинамические явления изучены, разумеется, наиболее полно на Солнце [242]. Постоянно ведутся наблюдения за магнитными неустойчивостями, топологией пересоединения силовых линий на солнечной поверхности. Динамика движения и сжатия магнитных силовых трубок часто носит сильно нестационарный, взрывной, характер, а индукция магнитного поля в солнечных пятнах достигает 3–4 МГс при её среднем значении порядка 1 Гс. Температура в солнечных вспышках составляет 10^8 – 10^9 К, параметры плазмы в глубинных областях: $T \sim 1,5 \times 10^7$ К, $\rho \sim 150$ г см $^{-3}$, $p \sim 0,2$ Тбар, время диффузии фотона от ядра к поверхности Солнца примерно 10^5 лет. Лабораторные эксперименты, дополненные трёхмерным математическим моделированием [243, 244], являются основой для объяснения сложных явлений самоорганизации полей в магнитоактивной плазме.

Важно, что подобные эффекты локальной кумуляции энергии вызывают глобальные колебания Солнца, которые фиксируются с весьма высокой (несколько сотых долей процента) точностью. Характеристики этих колебаний зависят от состава и термодинамических свойств солнечной плазмы, что даёт уникальный высокоточный экспериментальный материал для проверки теоретических моделей многокомпонентной плазмы и уточнения элементного состава солнечной плазмы [245]. Солнце в этом случае играет роль "экспериментальной" установки для изучения неидеальной плазмы.

Космические лучи, энергия которых простирается от нескольких килоэлектронвольт вплоть до 10^{20} эВ, являются ещё одним примером экстремально высоких энергий в космосе. По своим свойствам космические лучи представляют собой сильнозаряженный релятивистский газ, частицы которого слабо взаимодействуют между собой, со степенным, а не с максвелловским энергетическим спектром. Космические лучи сталкиваются с частицами межзвёздной среды и взаимодействуют с межзвёздным магнитным полем. Хотя поток космических лучей вблизи Земли мал (примерно 1 частица на 1 см 2 в 1 с), плотность их энергии (порядка 1 эВ см $^{-3}$) сравнима с плотностью электромагнитного излучения всех звёзд в Галактике или с плотностью энергии теплового движения межзвёздного газа и кинетической энергии турбулентного движения, а также с плотностью энергии магнитного поля Галактики [246]. Поток частиц сверхвысоких энергий чрезвычайно мал: приблизительно 1 частица на 1 км 2 за 100 лет, однако именно их происхождение и распространение вызывает наибольший интерес.

6.4. Гамма-всплески

В современной астрофизике γ -всплески являются наиболее загадочными объектами [5, 7, 8], обладая рекордно высоким, со времени Большого взрыва, энерговыделением.

Предложенная [248, 249] для γ -всплеска модель релятивистского "огненного шара" сводится к тому, что в результате столкновения (коалесценции) двух нейтронных звёзд (рис. 20) [250] либо гравитационного коллапса

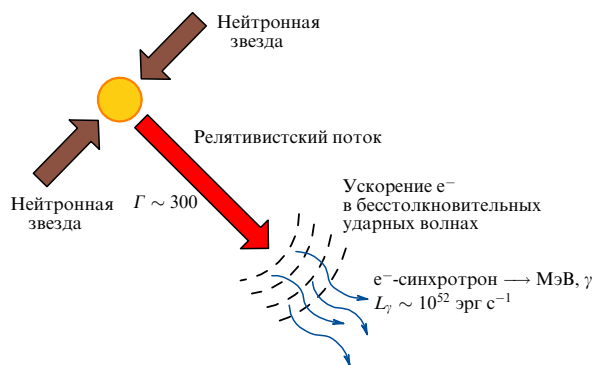


Рис. 20. Сценарий γ -всплеска с образованием "огненного шара" [246].

сверхмассивной звезды выделяется энергия порядка 10^{52} эрг в малой области, заполненной релятивистскими фотонами и лептонами с небольшой примесью барионов. Огненный шар с исходной температурой 1–10 МэВ расширяется с релятивистской скоростью, генерируя гамма-излучение электронами, ускоренными по механизму Ферми в оптически тонких ударных волнах. Небольшое количество барионов также ускоряется до релятивистских энергий и выносит часть энергии из огненного шара, генерируя исходящие от него и возвратные ударные волны, рентгеновское излучение от которых регистрируется как γ -всплеск. Значительно более долгоживущее рентгеновское послесвечение обусловлено расходящимися ударными волнами. Обычная длительность такого излучения составляет ≥ 2 с.

Типичная плотность вещества в аккреционных дисках и струях составляет $\rho \geq 10^{14}$ г см $^{-3}$, что соответствует плотности ядерной материи или нейтронных звёзд. По мере расширения огненного шара возрастает роль неупругих ядерных столкновений, а относительная скорость нейтронов и протонов становится сравнимой со скоростью света. Неупругие n- и p-столкновения образуют заряженные пионы, гигаэлектронвольтовые мюоны, электронные нейтрино, которые могут регистрироваться космическими аппаратами [5]. Мощные релятивистские струи от γ -всплесков соответствуют величине фактора Лоренца $\gamma \geq 100$ и экстремально высоким энергетическим потокам (10^{50} – 10^{52} эрг с $^{-1}$, или 10^{43} – 10^{45} Вт). Плотность энергии в ядре струи (порядка 10^{30} эрг см $^{-3}$) достаточна для спонтанного рождения электрон-позитронных пар или возникновения ядерных реакций [1, 5, 7].

Для лабораторного моделирования (хотя бы частичного) астрофизических процессов наиболее подходящими являются тера-петаваттные короткоимпульсные лазеры (см. раздел 4), дающие на мишени плотности мощности порядка 10^{20} Вт см $^{-2}$. Уже сейчас получены впечатляющие результаты: хорошо сфокусированные пучки МэВ-ных протонов [57–59, 128–130], пучки электронов и позитронов с энергией 100 МэВ [61, 63, 119, 122], термически релятивистская плазма с $T_e > m_e c^2$, соответствующая условиям огненного шара, а также сверхмощные магнитные поля [26, 27, 131, 134, 136, 137]. Эти экстремальные параметры плазмы уже сейчас приближаются к параметрам гамма-всплесков.

Как мы отмечали в разделе 4, появление петаваттных лазеров открывает новые возможности для получения релятивистской и электрон-позитронной плазмы в лаборатории. Такие лазеры при интенсивности излуче-

ния $\gtrsim 2 \times 10^{18}$ Вт см⁻² генерируют в лазерной плазме нетермические электроны с энергией $k_B T > m_e c^2$ [23–25, 27, 42, 122, 251]. Электрон-позитронные пары [61, 63, 161] возникают при взаимодействии этих электронных потоков с тяжёлыми мишенями по механизму Бете–Гайтлера.

Лазерная электрон-позитронная плазма может также использоваться для моделирования эпизодических аннигиляционных явлений в окрестности чёрных дыр. Два мегаджоульных 0,1-петаваттных лазера с длительностью импульса ~ 10 нс, облучающие мишень из золота с двух сторон, способны [5] создать плотность пар, в несколько сотен раз превосходящую фоновую плотность электронов. Это позволило бы проверить предсказываемое теорией Зельдовича, Сюняева и Бисноватого-Когана ограничение $k_B T \approx 20 m_e c^2$ [252, 253].

Значительная роль при описании процессов взрыва сверхновых отводится численному моделированию с использованием одномерных, двумерных и трёхмерных численных кодов [9, 254, 255]. В этих расчётах предполагается, что в результате гравитационной стратификации исходная структура сверхновой (до взрыва) состоит из внешнего слоя водорода, за которым следует слой гелия и т.д. вплоть до железного внутреннего ядра. В результате гравитационного коллапса внутреннего ядра возникает радиально расходящаяся мощная ударная волна, которая на границе раздела гелия и водорода имеет высокие значения параметров: $\rho \sim 2,3$ г см⁻³, $T \sim 6$ кэВ, $p \sim 75$ Гбар, и вызывает развитие неустойчивости Рихтмайера–Мешкова [62, 254–256].

В работе [257] лазер "Nova" использовался для моделирования взрыва сверхновой по схеме конверсии лазерного излучения в мягкое рентгеновское. Рентгенографические измерения позволили проследить нелинейные стадии развития неустойчивостей и сравнить экспериментальные данные с результатами численного моделирования.

Наиболее полно условия в ультрарелятивистской плазме сверхвысоких плотностей энергии, характерных для космических объектов, воспроизводятся, по-видимому, при столкновении тяжёлых релятивистских ионов (см. раздел 5).

6.5. Трансформация материи после Большого взрыва

"Наиболее экстремальные" условия, которые сложно представить на современном уровне знаний, соответствуют, несомненно, условиям Большого взрыва — моменту рождения нашей Вселенной (рис. 1а и 13в). Мы видим, что космология элементарных частиц позволяет далеко продвинуться в измерении взаимодействия частиц высоких энергий, игравших главную роль в первые мгновения жизни Вселенной и определивших её эволюцию на миллиарды лет вперед. Изучение эволюции ранней Вселенной даёт уникальную возможность исследовать высокоэнергетические явления, которые невозможно воссоздать в лаборатории.

По современным представлениям [216, 258] эволюция Вселенной проходила крайне неравномерно — сравнительно медленная сейчас, на ранних стадиях она была поразительно быстрой, так что серьёзные качественные изменения состояния Вселенной происходили за несколько долей секунды. Наблюдаемая нами сейчас Вселенная возникла около 14–15 млрд лет назад из некоторого начального сингулярного состояния с бесконечно

большими температурой и плотностью и с тех пор непрерывно расширяется (как стало ясно в последнее время — с ускорением) и охлаждается.

Гигантской энергии, которую дают современные ускорители, явно недостаточно для того, чтобы воспроизвести в лабораторных экспериментах условия, соответствующие области параметров Великого объединения $\sim 10^{15}$ ГэВ. Для этого понадобился бы ускоритель размером с Солнечную систему.

Основные этапы временной эволюции ранней Вселенной представлены на рис. 21 [216, 258, 259].

Момент рождения Вселенной — это эпоха рождения классического пространства-времени. Общепризнанной сейчас считается теория Большого взрыва, т.е. теория рождения Вселенной из сингулярности (иногда говорят — из пространственно-временной пены) [258]. В момент рождения Вселенной плотность ρ и температура T вещества достигали планковских значений: $\rho_p \sim 10^{93}$ г см⁻³, $T_p \sim 10^{32}$ К, когда гравитационное взаимодействие по силе было сравнимым с другими (сильным, слабым, электромагнитным) взаимодействиями, поэтому его необходимо рассматривать с учётом квантования.

Через 10^{-42} с после рождения классического пространства-времени во Вселенной начинается инфляционная стадия [216, 258] (см. рис. 21) [259], характеризующаяся предельно сильным отрицательным давлением, $p \sim -\rho^2$, при котором меняются сами законы обычной гравитационной физики. Вещество в таком состоянии является не источником притяжения, а источником отталкивания.

Уравнение состояния вещества с отрицательным давлением неустойчиво: отрицательное давление должно смениться обычным, неотрицательным. Поэтому инфляционная фаза развития Вселенной довольно быстро заканчивается и наступает этап рождения обычной материи [216].

Согласно [226], начиная с этого момента, $\sim 10^{-37}$ с спустя после момента Большого взрыва, Вселенная

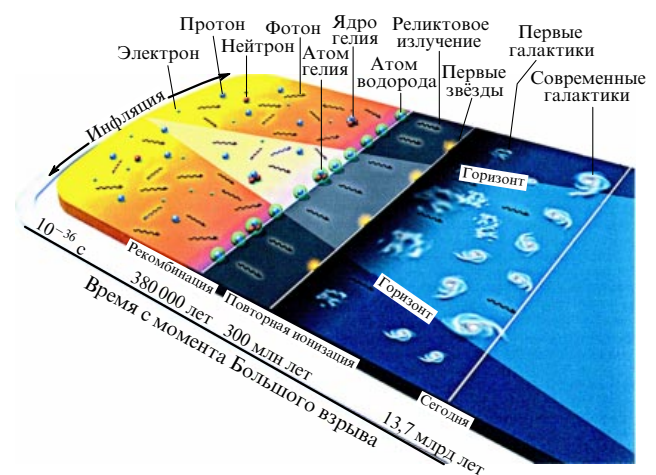


Рис. 21. Временная шкала Вселенной. В период инфляции Вселенная быстро расширялась и плазма, состоящая из фотонов и заряженных частиц, распространилась далеко за пределы горизонта, ограничивающего область, доступную взору гипотетического наблюдателя. Через 380 тыс. лет началась рекомбинация: возникли первые атомы и реликтовое излучение. Спустя еще 300 млн лет свет первых звезд ионизировал большую часть водорода и гелия [259].

относительно медленно, по Фридману, расширялась, а её температура и плотность уменьшались со временем. Стартовая температура составляла около 10^{29} К, т.е. $\sim 10^{16}$ ГэВ, что превышает значение массы X- и Y-бозонов.

В момент $\sim 10^{-33}$ с, когда температура уменьшилась до 10^{14} ГэВ (10^{27} К) (масса X- и Y-бозона), произошёл фазовый переход с появлением конденсата соответствующих частиц Хиггса.

В момент $\sim 10^{-12}$ с, когда температура понизилась до 10^2 ГэВ (10^{15} К) (масса W- и Z-бозонов), произошёл второй (электрослабый) фазовый переход с появлением второго конденсата тех частиц Хиггса, которые ответственны за массы W- и Z-частиц.

Следующий фазовый переход осуществился, по-видимому, в момент $\sim 10^{-5}$ с, когда температура уменьшилась до ~ 100 МэВ (10^{11} – 10^{12} К). Это — характерный масштаб кварк-глюонного взаимодействия, при котором происходит конфайнмент кварков; в свободном состоянии кварки могут существовать только в очень горячей плазме, $T > 10^{11}$ К. В результате последнего перехода кварк-глюонная плазма превратилась в систему адронов. В ранней Вселенной, когда температура значительно превышала 10^{11} К, протоны и нейтроны отсутствовали — существовал "кварковый суп".

Сегодня техника эксперимента позволяет, как мы видели в разделе 5.2, приблизиться именно к этому диапазону экстремальных состояний и получить в лабораторных условиях КГП в результате столкновений ядер, разогнанных до релятивистских скоростей. Это соответствует состояниям во временной окрестности, отстоящей на несколько миллисекунд или микросекунд от момента Большого взрыва (рис. 13в), а работа ускорителей RHIC, LHC и др. позволит продвинуться, по-видимому, до наносекундного временного диапазона.

В результате расширения Вселенной температура уменьшается, кварки начинают соединяться, образуя протоны и нейтроны, и как самостоятельные частицы уже перестают встречаться в природе.

Дальнейшая эволюция Вселенной от эпохи образования протонов и нейтронов приводит к эпохе нуклеосинтеза (время ~ 1 – 100 с от момента Большого взрыва, температура $\sim 0,1$ – 1 МэВ (10^9 – 10^{11} К) — характерный ядерный масштаб), во время которой происходит первичный нуклеосинтез и формируется состав легчайших, с атомным весом $A < 5$, компонентов вещества. В эту эпоху образуются первичные лёгкие ядра: ${}^4\text{He}$ (25%), ${}^2\text{H}$ (3×10^{-5} %), ${}^3\text{He}$ (2×10^{-5} %), ${}^7\text{Li}$ (10^{-9} %).

После уменьшения температуры до $T = 0,7$ МэВ взаимодействия практически прекращаются. На этом этапе существования Вселенной протоны и нейтроны существовали в свободном виде, не связываясь в ядра. Позднее, когда температура упала до 100 кэВ, большая часть нейтронов оказалась связанной при образовании дейтерия, а также гелия и водорода.

За эпохой нуклеосинтеза следует эпоха доминирования скрытой массы, которая в зависимости от типа носителя скрытой материи наступает примерно при температуре $T \sim 10^6$ К. С началом этой эпохи возрастают малые ($\sim 10^{-5}$) возмущения плотности вещества, возникшие на начальной стадии инфляции, которые ближе к нашему времени увеличиваются настолько, что образуются галактики, звёзды и планеты.

При дальнейшем понижении температуры вследствие преобладания вклада электромагнитного излучения в энергию вещества, наступает так называемая радиационно-доминантная эпоха. Первичная плазма в эту эпоху подчиняется радиационно-доминантному уравнению состояния $p = \rho c^2/3$.

В опытах с подземными ядерными взрывами [29, 64, 65, 92] были получены значения температуры плазмы и фотонов $\approx 10^7$ К и плотности энергии 10^9 Дж см $^{-3}$, что соответствует отстоящим на несколько минут от момента Большого взрыва состояниям, которые близки к нижней границе радиационно-доминантного режима. Такая доминантность перестаёт проявляться в эпоху, соответствующую периоду 10^8 – 10^{10} с (по другим оценкам, до $\sim 10^{12}$ с) ($T \sim 10^4$ – 10^5 К ≈ 1 – 10 эВ — характерный атомный масштаб), во время которой энергия электронов и ядер является не достаточно большой для преодоления действующего между ними электромагнитного притяжения и происходит рекомбинация электронов и ядер с образованием нейтрального атомарного вещества, прозрачного для фотонов. Температура этой эпохи очень хорошо известна из лабораторных экспериментов: $T \sim 4500$ – 3000 К. После рекомбинации фотоны доходят до наблюдателя, практически не взаимодействуя с веществом, образуя реликтовое излучение, энергетический спектр которого соответствует в настоящее время спектру абсолютно чёрного тела, нагретого до $T \approx 2,75$ К. Разница в температурах (~ 3000 и ~ 3 К) обусловлена тем, что со времени эпохи просветления Вселенная расширилась примерно в 1000 раз.

Между эпохой рекомбинации и нашим временем находится ещё одна важная веха — эпоха образования крупномасштабной структуры Вселенной, или образования галактик. Вселенная в целом в это время продолжала расширяться и охлаждаться, но в областях с несколько повышенной относительно средней плотностью расширение вещества замедлилось из-за дополнительного гравитационного притяжения и перешло в фазу гравитационного сжатия с медленным вращением.

Водород и гелий в этих галактиках сжимались силами гравитации и разогревались, стимулируя реакции термоядерного синтеза. Более подробно эволюцию звёздных объектов мы рассмотрели в разделе 6.1.

Последующие этапы, которые имеют существенно локальный характер, связаны с образованием структуры Вселенной — крупномасштабной структуры (скопления и сверхскопления) из галактик, звёзд, планет. Преобладающей формой видимого вещества на этих этапах служит плазменное состояние (космическая плазма — околопланетная, межпланетная, внутрипланетная, плазма звёзд и звёздных атмосфер, плазма квазаров и галактических ядер, межзвёздная, межгалактическая плазма и кварк-глюонная плазма).

На последних этапах своей эволюции звёзды переходят в состояние либо белого карлика, вещество которого представляет собой идеальный — "простой" — металл (кристаллическая решётка из ядер, окружённая почти свободным электронным газом), либо чёрной дыры, кварковой или нейтронной звезды.

Таким образом, мы видим, что наша Вселенная пережила чрезвычайно бурную молодость, насыщенную экстремальными, яркими событиями (табл. 4). Планковская температура $T \sim 10^{32}$ К была достигнута через 10^{-43} с от "начала мира", $T = 10^{13}$ К — через 10^{-6} с,

Таблица 4. Основные эпохи эволюции ранней Вселенной [258]

Физические процессы, определяющие название эпохи	Время от момента Большого взрыва, с	Температура, К
Рождение классического пространства-времени	10^{-43}	10^{32}
Инфляция	$\sim 10^{-42} - 10^{-36}$	Изменяется в очень широких пределах
Рождение вещества	10^{-36}	$\sim 10^{29}$
Рождение барионного избытка	10^{-35}	$\sim 10^{29}$
Электрослабый фазовый переход	10^{-10}	$\sim 10^{16} - 10^{17}$
Конфайнмент кварков	10^{-4}	$\sim 10^{12} - 10^{13}$
Первичный нуклеосинтез	1–200	$\sim 10^9 - 10^{10}$

$T \sim 10^{11}$ К — через 0,01 с, $T \sim 10^{10}$ К — через 1 с, $T \sim 10^9$ К — через 1 мин, $T \sim 10^4$ К (смена эпох) — через 100 тыс. лет, $T \sim 10^3$ К — через 1 млн лет. Первичный нуклеосинтез завершается уже через несколько минут от "начала мира", а формирование атомов — через 1 млн лет. После этой довольно бурной стадии начальный этап эволюции завершается и наступает рутинный "старческий" процесс расширения, который мы и наблюдаем сейчас, спустя приблизительно 15 млрд лет от "начала мира".

Именно на этот рутинный процесс развития Вселенной накладываются бурные эпохи биологического развития, появление жизни и цивилизации. Так, планета Земля образовалась около 5 млрд лет назад, а простейшая органическая жизнь возникла около 4 млрд лет назад. Около 1,2 млрд лет назад появились растения и животные. Ранние предки человека появились около 1 млн лет назад, а *Homo sapiens* — около 200 тыс. лет назад. Человек начал говорить лишь во времена эпохи 50 тыс. лет до н.э., а началом современной цивилизации считается конец последнего ледникового периода — около 10 тыс. лет до н.э. За это время человек развился настолько, что стал способен задавать вопросы о физике экстремального состояния вещества. По порядку величины это время соответствует оценке, данной Блаженным Августином в сочинении *О Граде Божьем* [231], считавшим, что цивилизация возникла около 5 тыс. лет тому назад. На вопрос о том, чем занимался Бог до того, как создал Вселенную, Блаженный Августин ответил: "Господь готовил ад для тех, кто такие вопросы задаёт" [231].

7. Заключение

Наука о строении вещества и космофизика тесно связаны между собой и взаимно переплетены [226]. С одной стороны, решение практически любой космофизической проблемы немислимо без использования информации о структуре вещества соответствующего небесного объекта. С другой стороны, космофизика даёт и ядерной, и субъядерной физике информацию, которая существенно дополняет сведения, полученные в земных

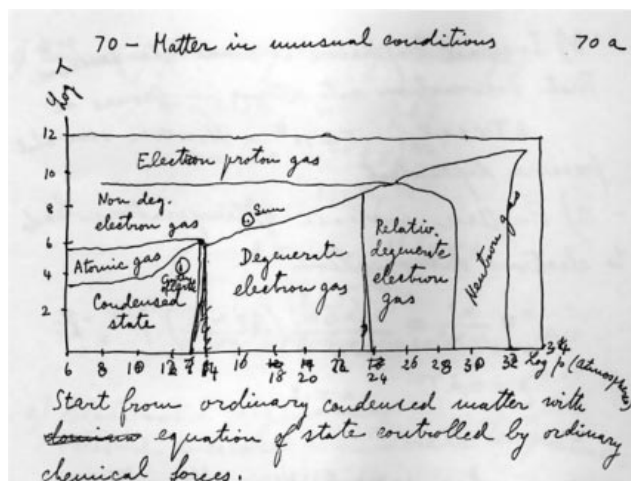


Рис. 22. Фазовая диаграмма вещества, изображённая Э. Ферми [260].

лабораториях. Это касается, например, особенностей ядерных сил (пульсарные данные) и числа сортов нейтрино (космологические данные). Значительного возрастания роли космоса (в особенности, Вселенной как целого) как источника фундаментальной информации следует ожидать и в будущем. Это связано с уже видимой границей возможностей физики ускорителей. В то же время постоянно расширяющиеся и вновь появляющиеся возможности экспериментальной физики высоких плотностей энергии дают надежду на воспроизведение в лабораторных условиях ультраэкстремальных состояний вещества, столь типичных для Вселенной в прошлом, настоящем и будущем.

Мы закончим наше изложение демонстрацией фазовой диаграммы вещества в том виде, в каком она была нарисована рукой гениального Э. Ферми (рис. 22 [260]) — всего с одной "экспериментальной" точкой — Солнцем. Поразительно, как много удалось понять и сделать всего за 50 лет в области экстремальных давлений и температур, которые так враждебны человеку и несовместимы с его жизнью, но которые в то же время являются основой его жизни!

Список литературы

1. Киржниц Д А *УФН* **104** 489 (1971) [Kirzhnits D A *Sov. Phys. Usp.* **14** 512 (1972)]
2. Фортвов В Е *УФН* **177** 347 (2007) [Fortov V E *Phys. Usp.* **50** 333 (2007)]
3. Fortov V, Iakubov I, Khrapak A *Physics of Strongly Coupled Plasma* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2006)
4. Фортвов В Е, Храпак А Г, Якубов И Т *Физика неидеальной плазмы* (М.: Физматлит, 2004)
5. *Frontiers in High Energy Density Physics: The X-Games of Contemporary Science* (Washington, DC: National Acad. Press, 2003)
6. Гинзбург В Л *УФН* **174** 1240 (2004) [Ginzburg V L *Phys. Usp.* **47** 1155 (2004)]
7. Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* 3-е изд. (М.: Бюро Квантум, 1995) [Ginzburg V L *The Physics of a Lifetime* (Berlin: Springer, 2001)]
8. Засов А В, Постнов К А *Общая астрофизика* (Фрязино: Век 2, 2006)
9. Drake R P *High-Energy-Density Physics* (Berlin: Springer, 2006)
10. Vacca J R *The World's 20 Greatest Unsolved Problems* (Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall PTR, 2005)
11. Фортвов В Е и др. *ЖЭТФ* **124** 288 (2003) [Fortov V E et al. *JETP* **97** 259 (2003)]

12. Nellis W J *Rep. Prog. Phys.* **69** 1479 (2006)
13. Hammel В А, and the National Ignition Campaign Team *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** (12B) B497 (2006)
14. Анисимов С И, Прохоров А М, Фортвов В Е *УФН* **142** 395 (1984) [Anisimov S I, Prokhorov A M, Fortov V E *Sov. Phys. Usp.* **27** 181 (1984)]
15. Knudson M D et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 225501 (2001)
16. Грабовский Е В и др. *Письма в ЖЭТФ* **60** 3 (1994) [Grabovskii E V et al. *JETP Lett.* **60** 1 (1994)]
17. Тит Лукреций Кар *О природе вещей* (Великие мыслители) (М.: Мир книги, 2006)
18. Ashcroft N W, in *High Pressure Phenomena* (Eds R J Hemley et al.) (Amsterdam: IOS Press, 2002) p. 151
19. Киржниц Д А, Лозовик Ю Е, Шпатаковская Г В *УФН* **117** 3 (1975) [Kirzhnits D A, Lozovik Yu E, Shpatakovskaya G V *Sov. Phys. Usp.* **18** 649 (1975)]
20. Фортвов В Е (Гл. ред.) *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 2000)
21. Hemley R J, Mao H K, in *High Pressure Phenomena* (Eds R J Hemley et al.) (Amsterdam: IOS Press, 2002) p. 3
22. Фортвов В Е *Моцные ударные волны и экстремальные состояния вещества* (М.: Букос, 2005)
23. Krueer W L *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Redwood City, Calif.: Addison-Wesley, 1988)
24. Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford: Clarendon Press, 2004)
25. Lindl J D *Inertial Confinement Fusion* (New York: Springer, 1998)
26. Pukhov A *Rep. Prog. Phys.* **66** 47 (2003)
27. Mourou G, Tajima T, Bulanov S V *Rev. Mod. Phys.* **78** 309 (2006)
28. Hogan W J (Ed.) *Energy from Inertial Fusion* (Vienna: IAEA, 1995)
29. Аврорин Е Н, Водолога Б К, Симоненко В А, Фортвов В Е *УФН* **163** (5) 1 (1993) [Avrorin E N, Vodolaga B K, Simonenko V A, Fortov V E *Phys. Usp.* **36** 337 (1993)]
30. Caldirola P, Knoepfel H (Eds) *Physics of High Energy Density* (New York: Academic Press, 1971) [Кальдирола П, Кнопфель Г (Ред.) *Физика высоких плотностей энергии* (М.: Мир, 1974)]
31. Chen F F *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* 2nd ed. (New York: Plenum Press, 1984)
32. Альтшулер Л В, Крупник К К, Фортвов В Е, Фунтиков А И *Вестн. РАН* **74** 1011 (2004) [Al'tshuler L V, Krupnik K K, Fortov V E, Funtikov A I *Herald Russ. Acad. Sci.* **74** 613 (2004)]
33. Fortov V E, Al'tshuler L V, Trunin R F, Funtikov A I (Eds) *High-Pressure Shock Compression of Solids VII* (New York: Springer-Verlag, 2004)
34. Максимов Е Г, Магницкая М В, Фортвов В Е *УФН* **175** 793 (2005) [Maksimov E G, Magnitskaya M V, Fortov V E *Phys. Usp.* **48** 761 (2005)]
35. Альтшулер Л В и др. *УФН* **169** 323 (1999) [Al'tshuler L V et al. *Phys. Usp.* **42** 261 (1999)]
36. Альтшулер Л В *УФН* **85** 197 (1965) [Al'tshuler L V *Sov. Phys. Usp.* **8** 52 (1965)]
37. Филинов В С, Левашов П Р, Бонитц М, Фортвов В Е *Физ. плазмы* **31** 760 (2005) [Filinov V S, Levashov P R, Bonitz M, Fortov V E *Plasma Phys. Rep.* **31** 700 (2005)]
38. Filinov V S et al. *J. Phys. A* **36** 6069 (2003)
39. Bezukrovniy V et al. *Phys. Rev. E* **70** 057401 (2004)
40. Fortov V E et al. *Phys. Rep.* **421** 1 (2005)
41. Loubeyre P, Occelli F, Le Toullec R *Nature* **416** 613 (2002)
42. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* 2-е изд. (М.: Наука, 1966) [Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Mineola, NY: Dover Publ., 2002)]
43. Фортвов В Е и др. *УФН* **174** 495 (2004) [Fortov V E et al. *Phys. Usp.* **47** 447 (2004)]
44. Dubin D H E, O'Neil T M *Rev. Mod. Phys.* **71** 87 (1999)
45. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* 2-е изд. (М.: Наука, 1990) [Okun L B *Leptons and Quarks* 2nd ed. (Amsterdam: North-Holland, 1984)]
46. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* (М.: Наука, 1981) [Okun L B *Leptons and Quarks* (Amsterdam: North-Holland, 1982)]
47. Рубаков В А *УФН* **171** 913 (2001) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **44** 871 (2001)]
48. Schätz T, Schramm U, Habs D *Nature* **412** 717 (2001)
49. Schramm U et al. *J. Phys. B* **36** 561 (2003)
50. Pieranski P *Contemp. Phys.* **24** 25 (1983)
51. Russel W B, Saville D A, Schowalter W R *Colloidal Dispersions* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1989)
52. Murray C A, Wenk R A, in *Strongly Coupled Plasma Physics* (Eds H Van Horn, S Ichimaru) (Rochester, NY: Univ. of Rochester Press, 1993) p. 367
53. Шашкин А А *УФН* **175** 139 (2005) [Shashkin A A *Phys. Usp.* **48** 129 (2005)]
54. Fortov V E et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 185001 (2007)
55. Конохов А В и др. *ЖЭТФ* **125** 927 (2004) [Konyukhov A V et al. *JETP* **98** 811 (2004)]
56. Fortov V *Intense Shock Waves and Extreme States of Matter* (Moscow: Bukos, 2005)
57. Clark E L et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 670 (2000)
58. Maksimchuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4108 (2000)
59. Mackinnon A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1769 (2001)
60. Ryutov D D et al. *Phys. Plasmas* **8** 1804 (2001)
61. Burke D L et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1626 (1997)
62. Faber T E *Fluid Dynamics for Physicists* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995)
63. Bamber C et al. *Phys. Rev. D* **60** 092004 (1999)
64. Владимиров А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **39** 69 (1984) [Vladimirov A S et al. *JETP Lett.* **39** 82 (1984)]
65. Аврорин Е Н, Симоненко В А, Шибаршов Л И *УФН* **176** 449 (2006) [Avrorin E N, Simonenko V A, Shibarshov L I *Phys. Usp.* **49** 432 (2006)]
66. Moses E I et al. *Eur. Phys. J. D* **44** 215 (2007)
67. Cavailler C *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** B389 (2005)
68. Giorla J et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** B75 (2006)
69. Andre M, Conceptual Design of the French LMJ Laser (Monteray, 1999) p. 39
70. Spielman R B et al. *Phys. Plasmas* **5** 2105 (1998)
71. Cuneo M E et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** R1 (2006)
72. Quintenz J P, and Sandia's Pulsed Power Team, in *13th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, Nagaoka, Japan, June 2000*
73. Шарков Б Ю (Ред.) *Ядерный синтез с инерционным удержанием* (М.: Физматлит, 2005)
74. Фортвов В Е, Хоффманн Д, Шарков Б Ю *УФН* **178** 113 (2008) [Fortov V E, Hoffmann D H H, Sharkov B Yu *Phys. Usp.* **51** 109 (2008)]
75. Беляев В С и др. *УФН* **178** 823 (2008) [Belyaev V S et al. *Phys. Usp.* **51** 793 (2008)]
76. Reinovsky R E et al. *AIP Conf. Proc.* **706** 1191 (2004)
77. Atlas project, LASL
78. Wikipedia, Iskra laser, http://en.wikipedia.org/wiki/ISKRA_laser#iskra-6
79. Sansone G et al. *Science* **314** 443 (2006)
80. Ditmire T et al. *Phys. Rev. A* **57** 369 (1998)
81. Boehler R *Nature* **363** 534 (1993)
82. Boehler R, Forzandonea D, in *High Pressure Phenomena* (Eds R J Hemley et al.) (Amsterdam: IOS Press, 2002) p. 55
83. Loubeyre P et al. *High Pressure Res.* **24** 25 (2004)
84. Жерноклетов М В, Зубарев В Н, Трунин Р Ф, Фортвов В Е *Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии* (Черноголовка: ИХФ РАН, 1996)
85. Базанов О В и др. *ТВТ* **23** 976 (1985) [Bazanov O V et al. *High. Temp.* **23** 781 (1985)]
86. Hawke P S et al. *Phys. Rev. Lett.* **41** 994 (1978)
87. Pavlovski A I et al., in *Megagauss Technology and Pulsed Power Applications* (Eds C M Fowler, R S Caird, D J Erickson) (New York: Plenum Press, 1987) p. 255
88. Грязнов В К и др. *ЖЭТФ* **114** 1242 (1998) [Gryaznov V K et al. *JETP* **87** 678 (1998)]
89. Грязнов В К и др. *Хим. физика* **17** (2) 33 (1998)
90. Жерноклетов М В *ТВТ* **36** (2) 231 (1998)
91. Альтшулер Л В и др. *УФН* **166** 575 (1996) [Al'tshuler L V et al. *Phys. Usp.* **39** 539 (1996)]
92. Трунин Р Ф *УФН* **164** 1215 (1994) [Trunin R F *Phys. Usp.* **37** 1123 (1994)]
93. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **62** 1043 (1972) [Trunin R F et al. *Sov. Phys. JETP* **35** 550 (1972)]

94. Лебедев С В, Савватимский А И *УФН* **144** 215 (1984) [Lebedev S V, Savvatimskii A I *Sov. Phys. Usp.* **27** 749 (1984)]
95. Зельдович Я Б, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **14** 32 (1944); Landau L D, Zeldovich Ya B *Acta Phys. Chem. USSR* **18** 194 (1943)
96. Turchi P J, Baker W L J. *Appl. Phys.* **44** 4936 (1973)
97. Гасилов В А, Захаров С В, Смирнов В П *Письма в ЖЭТФ* **53** 83 (1991) [Gasilov V A, Zakharov S V, Smirnov V P *JETP Lett.* **53** 85 (1991)]
98. Glidden S C et al., in *9th IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Albuquerque, New Mexico, USA, June 21–23, 1993: Digest of Technical Papers* Vol. 1 (Eds K R Prestwich, W L Baker) (New York: IEEE, 1993) p. 459
99. Chittenden J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 025003 (2007)
100. Ryutov D D, Derzon M S, Matzen M K *Rev. Mod. Phys.* **72** 167 (2000)
101. Mokhov V N, in *Megagauss-IX: Proc. of 9th Intern. Conf. on Megagauss. Magnetic Field Generation and Related Topics, 2002, Moscow, St. Petersburg, Russia* (Eds V D Selemir, L N Plyashkevich) (Sarov: VNIIEF, 2004) p. 665
102. Fortov V E (Ed.) *Explosive-Driven Generators of Powerful Electrical Current Pulses* (Cambridge: Cambridge Int. Sci. Publ. Ltd, 2007)
103. Boyko B A et al., in *Megagauss. Magnetic Field Generation, Its Application to Science and Ultra-High Pulsed-Power Technology: Proc. VIIIth Intern. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Tallahassee, Florida, USA, 18–23 October 1998* (Ed. H J Schneider-Muntau) (Hackensack, NJ: World Scientific, 2004) p. 61
104. Azizov E A et al. *AIP Conf. Proc.* **651** 29 (2002)
105. Glushkin V A et al., in *BEAMS'98: Proc. 12th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, June 7–12, 1998, Haifa, Izrael, 1998* (Eds M Markonits, J Shiloh) (Piscataway, NJ: IEEE, 1998) p. 71
106. Selemir V D et al., in *Megagauss-X, Berlin, 2004* (Ed. M von Ortenberg) (Berlin: Humboldt Univ., 2005) p. 219
107. Mourou G A, Barry C P J, Perry M D *Phys. Today* **51** (1) 22 (1998)
108. Bahk S-W et al. *Opt. Lett.* **29** 2837 (2004)
109. Bulanov S V *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** (12B) B29 (2006)
110. MAGPIE, <http://dorland.pp.ph.ic.ac.uk/magpie/>
111. Unruh W G *Phys. Rev. D* **14** 870 (1976)
112. Schützhold R, Schaller G, Habs D *Phys. Rev. Lett.* **97** 121302 (2006)
113. Chen P, Tajima T *Phys. Rev. Lett.* **83** 256 (1999)
114. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
115. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **55** 447 (1985)
116. Maine P, Mourou G *Opt. Lett.* **13** 467 (1988)
117. Maine P et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **24** 398 (1988)
118. Bunkenberg J et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **17** 1620 (1981)
119. Bula C et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3116 (1996)
120. Telnov V *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **472** 43 (2001)
121. Benuzzi-Mounaix A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** (12B) B347 (2006)
122. Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J *Appl. Phys. B* **74** 355 (2002)
123. Beg F N et al. *Phys. Plasmas* **4** 447 (1997)
124. Norreys P A et al. *Phys. Plasmas* **6** 2150 (1999)
125. Sarkisov G S et al. *Phys. Rev. E* **59** 7042 (1999)
126. Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F *Phys. Plasmas* **1** (3) 745 (1994)
127. Kodama R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 674 (2000)
128. Mangles S P D et al. *Nature* **431** 535 (2004)
129. Maksimchuk A et al. *Физ. плазмы* **30** 514 (2004) [*Plasma Phys. Rep.* **30** 473 (2004)]
130. Esirkepov T, Yamagiwa M, Tajima T *Phys. Rev. Lett.* **96** 105001 (2006)
131. Disdier L et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1454 (1999)
132. Gahn C et al. *Appl. Phys. Lett.* **77** 2662 (2000)
133. Esirkepov T Zh et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 175003 (2002)
134. Mima K et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 1421 (1986)
135. Burke D L et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1626 (1997)
136. Tatarakis M et al. *Nature* **415** 280 (2002)
137. Mason R J, Tabak M *Phys. Rev. Lett.* **80** 524 (1998)
138. Nakajima K et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4428 (1995)
139. Malka V et al. *Science* **298** 1596 (2002)
140. Kanel G I, Razorenov S V, Fortov V E *Shock-Wave Phenomena and Properties of Condensed Matter* (New York: Springer, 2004)
141. Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **125** 136 (1983)
142. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Rev. D* **59** 086004 (1999)
143. Giddings S B, Thomas S *Phys. Rev. D* **65** 056010 (2002)
144. Рубаков В А *УФН* **173** 219 (2003) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **46** 211 (2003)]
145. Зельдович Я Б, Попов В С *УФН* **105** 403 (1973) [Zel'dovich Ya B, Popov V S *Sov. Phys. Usp.* **14** 673 (1972)]
146. Hawking S W *Commun. Math. Phys.* **43** 199 (1975)
147. Parker L *Phys. Rev.* **183** 1057 (1969)
148. Shearer J W et al. *Phys. Rev. A* **8** 1582 (1973)
149. Мима К *AIP Conf. Proc.* **740** 387 (2004)
150. Liang E P, Wilks S C, Tabak M *Phys. Rev. Lett.* **81** 4887 (1998)
151. Narozhny N B et al. *Phys. Lett. A* **330** 1 (2004)
152. Galy J et al. *New J. Phys.* **9** 23 (2007)
153. Schwoerer H et al. *Europhys. Lett.* **61** 47 (2003)
154. Ledingham K W D et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 899 (2000)
155. Umstadter D *Nature* **404** 239 (2000)
156. Malka G et al. *Phys. Rev. E* **66** 066402 (2002)
157. Magill J et al. *Appl. Phys. B* **77** 387 (2003)
158. Ledingham K W D, McKenna P, Singhal R P *Science* **300** 1107 (2003)
159. Chiu C et al. *Med. Phys.* **31** 2042 (2004)
160. Leemans W P et al. *Phys. Plasmas* **8** 2510 (2001)
161. Cowan T E et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 903 (2000)
162. Tajima T *AIP Conf. Proc.* **569** 77 (2001)
163. Fujiwara M, Kawase K, Titov A T *AIP Conf. Proc.* **802** 246 (2005)
164. Новиков И Д *УФН* **171** 859 (2001) [Novikov I D *Phys. Usp.* **44** 817 (2001)]
165. Karsch F *AIP Conf. Proc.* **842** 20 (2006)
166. Рубаков В А *УФН* **177** 407 (2007) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **50** 390 (2007)]
167. Riordan M, Zajc W A *Sci. Am.* **294** (5) 35 (2006); Райордэн М, Зэйц У *В мире науки* (8) 21 (2006)
168. Gyulassy M, McLerran L *Nucl. Phys. A* **750** 30 (2005)
169. Langanke K *A FAIR chance for nuclear astrophysics, Kick-Off Event and Symposium on the physics at FAIR, November 7–8, 2007*
170. Hoffmann D H H et al. *Phys. Plasmas* **9** 3651 (2002)
171. Baumung K et al. *Laser Part. Beams* **14** 181 (1996)
172. Месяц Г А *Импульсная энергетика и электроника* (М.: Наука, 2004)
173. Fortov V, Rudakov L, Ni A *Sov. Technol. Rev. B* **371** 589 (1992)
174. Канель Г И, Разоренов С В, Уткин А В, Фортвов В Е *Ударно-волновые явления в конденсированных средах* (М.: Янус-К, 1996)
175. Канель Г И, Фортвов В Е, Разоренов С В *УФН* **177** 809 (2007) [Kanel' G I, Fortov V E, Razorenov S V *Phys. Usp.* **50** 771 (2007)]
176. Rosmej O N et al. *Phys. Rev. A* **72** 052901 (2005)
177. Ефремов В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **81** 468 (2005) [Efremov V P et al. *JETP Lett.* **81** 378 (2005)]
178. Mintsev V et al. *Contrib. Plasma Phys.* **39** 45 (1999)
179. Tahir N A et al. *Contrib. Plasma Phys.* **45** 229 (2005)
180. Tahir N A et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 035001 (2005)
181. Mrówczyński S, Thoma M H *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57** 61 (2007)
182. Hands S *Contemp. Phys.* **42** (4) 209 (2001)
183. Glendenning N K *Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity* 2nd ed. (New York: Springer, 2000)
184. Shuryak E V *Phys. Rep.* **61** 71 (1980)
185. Shuryak E V *Phys. Lett. B* **78** 150 (1978)
186. Kalashnikov O K, Klimov V V *Phys. Lett. B* **88** 328 (1979)
187. Kapusta J I *Nucl. Phys. B* **148** 461 (1979)
188. Collins J C, Perry M J *Phys. Rev. Lett.* **34** 1353 (1975)
189. Baym G, Chin S A *Phys. Lett. B* **62** 241 (1976)
190. Freedman B A, McLerran L D *Phys. Rev. D* **16** 1169 (1977)
191. Chapline G, Nauenberg M *Phys. Rev. D* **16** 450 (1977)
192. Adams J et al. (STAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 062301 (2004)
193. Sorensen P R, Ph.D. Thesis (Los Angeles, Calif.: Univ. of California, 2003); nucl-ex/0309003
194. Adams J et al. (STAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 052302 (2004)
195. Adler S S et al. (PHENIX Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 182301 (2003)
196. Alt C et al. *Phys. Rev. C* **68** 034903 (2003)
197. Baym G "Matter under extreme conditions", July 2007
198. Gyulassy M, Plümer M *Nucl. Phys. A* **527** 641 (1991)
199. Gyulassy M et al. *Nucl. Phys. A* **538** 37 (1992)

200. Wang X-N, Gyulassy M *Phys. Rev. Lett.* **68** 1480 (1992)
201. Stöcker H et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **4** 133 (1980)
202. Gyulassy M "Quark gluon plasmas: Femto cosmology with A + A @ LHC", July 2008
203. Черепашук А М, Чернин А Д *Вселенная, жизнь, черные дыры* (Фрязино: Век 2, 2004)
204. Lyutikov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 1594 (2006)
205. Leemans W P et al. *Phys. Plasmas* **11** 2899 (2004)
206. Takabe H, in *Edward Teller Lectures* (Eds M Hora, G H Miley) (Sydney: Univ. South Sydney, 2004) p. 331
207. Nellis J W, in *High Pressure Phenomena* (Eds R J Hemley et al.) (Amsterdam: IOS Press, 2002) p. 607
208. Балегга Ю Ю *УФН* **172** 945 (2002) [Balega Yu Yu *Phys. Usp.* **45** 883 (2002)]
209. Allard F et al. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **35** 137 (1997)
210. Chabrier G, Baraffe I *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **38** 337 (2000)
211. Koester D *Astron. Astrophys. Rev.* **11** (1) 33 (2002)
212. Rebolo R, Martín E L, Zapatero Osorio M R (Eds) *Brown Dwarfs and Extrasolar Planets* (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 1998)
213. Клумов Б А и др. *УФН* **164** 617 (1994) [Klumov B A et al. *Phys. Usp.* **37** 577 (1994)]
214. Фортвов В Е и др. *УФН* **166** 391 (1996) [Fortov V E et al. *Phys. Usp.* **39** 363 (1996)]
215. Каплан С А *Физика звезд* 2-е изд. (М.: Наука, 1970) [Kaplan S A *The Physics of Stars* (Chichester: Wiley, 1982)]
216. Рубин С Г *Устройство нашей Вселенной* (Фрязино: Век 2, 2006)
217. Левин А *Популярная механика* (8) 38 (2007)
218. HUBBLESITE, <http://hubblesite.org/>
219. Mezzacappa A *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **55** 467 (2005)
220. Родионова Ж Ф, Сурдин В Г, в сб. *Астрономия: век XXI* (Ред.-сост. В Г Сурдин) (Фрязино: Век 2, 2007) с. 34
221. Шевченко В В, в кн. *Современное естествознание. Энциклопедия* (Под ред. В Н Сойфера) (М.: Наука, 1999)
222. Gelliot T, 2007
223. Яковлев Д Г, Левенфиш К П, Шибанов Ю А *УФН* **169** 825 (1999) [Yakovlev D G, Levenfish K P, Shibanov Yu A *Phys. Usp.* **42** 737 (1999)]
224. Haensel P, Potekhin A Y, Yakovlev D G *Neutron Stars I: Equation of State and Structure* (New York: Springer, 2007)
225. Shapiro S L, Teukolsky S A *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars* (New York: Wiley, 1983) [Шапиро С, Тюколски С *Черные дыры, белые карлики, нейтронные звезды* (М.: Мир, 1985)]
226. Киржниц Д А *Лекции по физике* (М.: Наука, 2006)
227. Истомин Я Н *УФН* **178** 880 (2008) [Istomin Ya N *Phys. Usp.* **51** 844 (2008)]
228. Page D, Applegate J H *Astrophys. J. Lett.* **394** L17 (1992)
229. Кувелокту К, Дункан Р, Томпсон К, в сб. *Космос: Вселенная, галактики, звезды, планеты: альманах* (Ред.-сост. В Г Сурдин) (М.: В мире науки, 2006) с. 134
230. Черепашук А М *УФН* **166** 809 (1996) [Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **39** 759 (1996)]
231. Hawking S W *A Brief History of Time: from the Big Bang to Black Holes* (Toronto: Bantam Books, 1988) [Хокинг С *Краткая история времени: От большого взрыва до черных дыр* (СПб.: Амфора, 2007)]
232. Карнаков Б М, Мур В Д, Попов В С *Письма в ЖЭТФ* **65** 391 (1997) [Karnakov B M, Mur V D, Popov V S *JETP Lett.* **65** 405 (1997)]
233. Popov V S, Karnakov B M, Mur V D *Phys. Lett. A* **229** 306 (1997)
234. Кардашев Н С, Новиков И Д, Шацкий А А *Астрон. журн.* **83** 675 (2006) [Kardashev N S, Novikov I D, Shatskii A A *Astron. Rep.* **50** 601 (2006)]
235. Shinkai H, Hayward S A *Phys. Rev. D* **66** 044005 (2002)
236. Lobo F S N *Phys. Rev. D* **71** 084011 (2005)
237. Панасюк М И *Странички Вселенной или эхо Большого взрыва* (Фрязино: Век 2, 2005)
238. Fabrika S *Astrophys. Space Phys. Rev.* **12** 1 (2004)
239. Willingale L et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 245002 (2006)
240. Kando M et al. *J. Nucl. Mater.* **248** 405 (1997)
241. Сурдин В Г *Рождение звезд* (М.: Эдиториал УРСС, 1999)
242. Aschwanden M J *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions* (Berlin: Springer, 2006) p. 869
243. Nishida A *Space Sci. Rev.* **91** 507 (2000)
244. Зеленый Л М и др. *УФН* **175** 643 (2005) [Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **48** 615 (2005)]
245. Аюков С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **80** 163 (2004) [Ayukov S V et al. *JETP Lett.* **80** 141 (2004)]
246. Greisen K *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
247. Сурдин В Г, в сб. *Астрономия: век XXI* (Ред.-сост. В Г Сурдин) (Фрязино: Век 2, 2007) с. 267
248. Meszaros P, Rees M J *Astrophys. J.* **405** 278 (1993)
249. Price P A et al. *Astrophys. J.* **572** L51 (2002)
250. Блинные С И и др. *Письма в Астрон. журн.* **10** 422 (1984) [Blinnikov S I et al. *Sov. Astron. Lett.* **10** 177 (1984)]
251. Kodama R et al. *Nature* **412** 798 (2001)
252. Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Nature* **223** 721 (1969)
253. Зельдович Я Б, Левич Е В, Сюняев Р А *ЖЭТФ* **62** 1392 (1972)
254. Drake R P et al. *Phys. Plasmas* **11** 2829 (2004)
255. Arnett D *Astrophys. J.* **427** 932 (1994)
256. McCray R *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **31** 175 (1993)
257. Remington B A et al. *Phys. Plasmas* **4** 1994 (1997)
258. Сажин М В, в кн. *Современное естествознание. Энциклопедия* (Под ред. В Н Сойфера) (М.: Наука, 1999)
259. Ху У, Уайт М, в сб. *Космос: Вселенная, галактики, звезды, планеты: альманах* (Ред.-сост. В Г Сурдин) (М.: В мире науки, 2006) с. 42
260. Fermi E "Notes on thermodynamics and statistics" (1953); *Notes on Thermodynamics and Statistics* (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1966)
261. Waxman E *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** (12B) B137 (2006)

Extreme states of matter on Earth and in space

V.E. Fortov

Institute of Thermophysics of Extreme States, Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, ul. Izhorskaya 13/19, 125412 Moscow, Russian Federation
 Tel. (7-495) 484-2300, (7-495) 483-2314
 Fax (7-495) 485-7990
 E-mail: fortov@ras.ru, fortov@ihed.ras.ru

Research is reviewed on the behavior of matter under extremely high pressures and temperatures obtainable under laboratory conditions by cumulating energy in matter. Extreme states and processes occurring in matter due to gravitational and thermonuclear energy action are also discussed.

PACS numbers: **07.35.+k**, **29.20.-c**, **42.62.-b**, **97.60.-s**

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906h.0653

Bibliography — 261 references

Received 10 November 2008

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **179** (6) 653–687 (2009)

Physics – Uspekhi **52** (6) (2009)