Апрель 2011 г. **Том 181, № 4**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

К 65-летию образования Российского федерального ядерного центра — Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики

Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук, 6 октября 2010 г.

PACS number: 01.10.Fv DOI: 10.3367/UFNr.0181.201104g.0405

6 октября 2010 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН, посвящённая 65-летию образования Российского федерального ядерного центра — Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (РФЯЦ – ВНИИЭФ).

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.gpad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Илькаев Р.И.** (РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Нижегородская обл.). *Вступительное слово "О фундаментальных физических исследованиях в РФЯЦ – ВНИИЭФ"*.
2. **Михайлов А.Л.** (РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Нижегородская обл.). *Гидродинамические неустойчивости в различных средах*.
3. **Трунин Р.Ф.** (РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Нижегородская обл.). *Исследования экстремальных состояний металлов с помощью ударных волн*.
4. **Ивановский А.В.** (РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Нижегородская обл.). *Взрывомагнитные генераторы энергии и их применение в научных исследованиях*.
5. **Подурец А.М.** (РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Нижегородская обл.). *Рентгенографические исследования структуры вещества в ударных волнах*.
6. **Гаранин С.Г.** (РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Нижегородская обл.). *Мощные лазеры в исследованиях физики горячей плотной плазмы и термоядерного синтеза*.
7. **Селемир В.Д.** (РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Нижегородская обл.). *Физические исследования в сверхсильных магнитных полях*.
8. **Мхитарьян Л.С.** (РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Нижегородская обл.). *Газодинамический термоядерный синтез*.

Статьи, написанные на основе докладов 1 – 7, публикуются ниже. Расширенное содержание доклада 3, представленное в виде обзора, будет опубликовано в одном из последующих номеров *УФН*.

PACS numbers: **01.65.+g**, **28.52.–s**, **28.70.+y**
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201104h.0405

О фундаментальных физических исследованиях во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики

Р.И. Илькаев

1. Введение

Настоящая статья открывает цикл материалов, посвящённых работам в Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (РФЯЦ – ВНИИЭФ) в области физики высоких плотностей энергии. Исторически развитие многих областей этой науки неразрывно связано с исследованиями в области создания ядерного и термоядерного оружия.

РФЯЦ – ВНИИЭФ был создан 9 апреля 1946 г. Главной задачей института являлись сначала разработка первой советской атомной бомбы, затем — первых образцов термоядерного оружия и в дальнейшем — создание опытных образцов ядерных и термоядерных зарядов различных типов и назначения. В рамках нашей основной деятельности был получен целый ряд фундаментальных физических результатов.

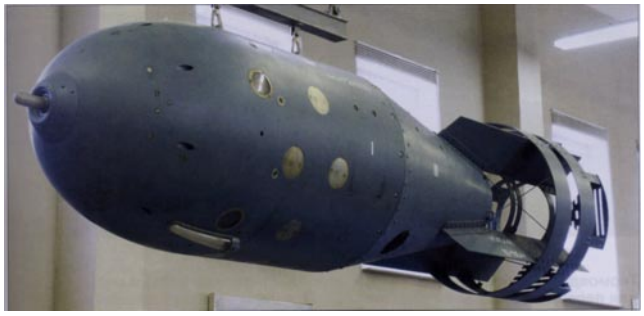
Российский федеральный ядерный центр — ВНИИ экспериментальной физики является крупнейшим в стране научно-исследовательским институтом, решающим сложные задачи оборонного, научного, а также хозяйственного значения. Институт внёс определяющий вклад в решение задач создания ядерного и термоядерного оружия в нашей стране, ликвидацию атомной монополии США. Деятельность института обеспечила достиже-

Р.И. Илькаев. ФГУП "Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики", г. Саров, Нижегородская обл., РФ
E-mail: ilkaev@vniief.ru

© Р.И. Илькаев 2011

Первая атомная бомба СССР. Ядерный заряд испытан 29 августа 1949 г. на Семипалатинском полигоне. Мощность заряда 22 кт тротилового эквивалента.

Первая водородная бомба. Заряд испытан 12 августа 1953 г. на Семипалатинском полигоне. Мощность заряда 400 кт тротилового эквивалента.



Первая тактическая серийная атомная бомба. Испытана в 1953 г. на Семипалатинском полигоне. Мощность заряда 30 кт тротилового эквивалента.

Здание Института теоретической и математической физики РФЯЦ – ВНИИЭФ.

ние ядерного равновесия в период холодной войны и способствовала балансу сил в мире, который удержал человечество от глобальных военных конфликтов.

Во ВНИИЭФ работали такие выдающиеся учёные, как И.В. Курчатов, Ю.Б. Харитон, Я.Б. Зельдович, А.Д. Сахаров, Н.Н. Боголюбов, М.А. Лаврентьев, И.Е. Тамм, Г.Н. Флёров, Е.А. Негин, С.Г. Кочарянц, А.И. Павловский, Ю.А. Бабаев, С.Б. Кормер и др., создавшие в институте многое из того, чего достигла и чем гордится отечественная наука. В институте созданы и развиваются крупные школы физиков, математиков, конструкторов, технологов, химиков.

Главная задача ядерного центра сегодня — обеспечение и поддержание надёжности и безопасности ядерного оружия России.

РФЯЦ – ВНИИЭФ обладает мощными расчётной, экспериментальной, испытательной, технологической и производственной базами, позволяющими оперативно и качественно решать возлагаемые на него задачи.

В состав РФЯЦ – ВНИИЭФ входят несколько институтов: теоретической и математической физики, экспериментальной газодинамики и физики взрыва, ядерной и радиационной физики, лазерно-физических исследований, центр высоких плотностей энергии, а также конструкторские бюро и тематические центры, объединённые общим научным и административным руководством.

Высокий научно-технический потенциал позволяет РФЯЦ – ВНИИЭФ расширять сферу исследований и разработок и быстро внедряться в новые области высоких технологий, получать и успешно осваивать научные результаты мирового уровня, проводить уникальные фундаментальные и прикладные исследования. Это позволяет связывать будущее нашего института с его преобразованием в Национальный центр безопасности Российской Федерации.

2. Газодинамика

В прикладном плане газодинамические исследования РФЯЦ – ВНИИЭФ определялись и определяются решением различных задач имплозии делящихся материалов энергией взрыва химических взрывчатых веществ (ВВ).

К фундаментальным результатам в этой области, прежде всего, относятся:

• определение уровней кумуляции энергии взрыва ВВ в условиях сферически симметричных, осесимметричных и трёхмерных нагружений металлов и выводы о степени устойчивости такой кумуляции;

• реализация точности схождения ударной волны в центре сферических и осесимметричных систем на уровне $\leqslant 3 \times 10^{-3}$ размера системы;

• достижение уровней сжатия металлов в имплозивных системах более чем в 7 раз по отношению к их начальной плотности.

Газодинамические исследования связаны с серией работ по определению уравнений состояния многих веществ в области ударно-волновых нагружений, в том числе при давлениях до уровня ~ 10 ТПа.

Следует также особо выделить выводы об особенностях кумуляции энергии в выраженных несимметричных условиях газодинамических течений, которые лежат в основе решения задачи ядерной взрывобезопасности ядерного оружия.

В РФЯЦ – ВНИИЭФ детально исследован целый ряд вопросов физики детонационных процессов, включая возбуждение детонации, устойчивость её распространения и процесс передачи детонации через инертные экраны. В этой области сформулирована система критериев устойчивости и/или трансформации процессов.

Хотя система газодинамических исследований основана, прежде всего, на физических экспериментах (постановка которых и средства диагностики также разработаны в нашем институте), в РФЯЦ – ВНИИЭФ развиты прецизионные методы физико-математического моделирования газодинамики, включая трёхмерное (3D) моделирование. Можно сказать, что теория и эксперимент в этой области у нас прекрасно дополняют и обогащают друг друга.

Мы традиционно являемся одним из мировых лидеров газодинамических исследований в этой области и обязаны сохранить это лидерство, что требует поддержки созданных во ВНИИЭФ научных школ и систематического обновления экспериментальной базы.

Какая фундаментальная проблема не решена в этой области? Я бы отметил газодинамический термоядерный синтез.

Эта проблема вылилась в крупное направление исследований в середине 1950-х годов, так как представлялось очень заманчивым "зажечь" термоядерное горючее в условиях кумуляции в нём энергии взрыва ВВ. С тех пор проведено более ста крупных экспериментов, однако проблема не решена и, по-видимому, ещё далека от решения. Уровни сжатия центральных металлических оболочек достигают в этих условиях $\geqslant 50$, а плотность термоядерного горючего превышает 10^2 г см$^{-3}$. Возможно, здесь мы имеем дело с принципиальным развитием неустойчивостей, уменьшение которых пока находится за пределами наших практических возможностей.

3. Радиационная газодинамика

Это направление фундаментальных исследований связано, прежде всего, с задачами разработки термоядерных зарядов. Здесь в основе лежит принцип радиационной имплозии, предполагающий:

• выход значительной части энергии при взрыве ядерного заряда (первичного модуля) в виде рентгеновского излучения;

• транспортировку энергии рентгеновского излучения к термоядерному модулю;

• имплозию термоядерного модуля с помощью энергии "доставленного" рентгеновского излучения.

Реализация каждой из трёх составных частей этого принципа основана на радиационной газодинамике.

Взрыв ядерного заряда, в котором основная часть энергии выделяется в нейтронно-ядерных реакциях в делящемся веществе, сопровождается трансформацией этой энергии в энергию рентгеновского излучения и тепловую энергию вещества, находящиеся в локальном термодинамическом равновесии (а также в кинетическую энергию среды). В веществе осуществляется перенос рентгеновского излучения, которое испускается с поверхности делящегося материала и далее распространяется внутри внешних областей первичного модуля.

Очевидно, что этот механизм существенно зависит от фундаментальных характеристик — пробегов рентгеновских квантов, на которых осуществляется их взаимодействие с веществом. Для веществ типа урана определяющее значение имеют процессы фотопоглощения и дискретно-дискретные переходы.

Исследования этой стадии процесса проводились в рамках как приближения лучистой теплопроводности, так и спектральной кинетики. В РФЯЦ – ВНИИЭФ был создан ряд физико-математических моделей радиационной газодинамики, которые адаптировались к вычислительным возможностям своего времени. В настоящее время мы используем 3D-модели в приближении лучистой теплопроводности и двумерные (2D) модели на основе спектрального кинетического уравнения переноса излучения, объединённые с уравнениями газодинамики.

Работы по расчёту пробегов излучения в различных средах в течение длительного времени выполнялись по нашим заданиям в Институте прикладной математики Академии наук. Сейчас применительно к новым вычислительным возможностям у нас созданы прецизионные программы вычисления спектральных пробегов излучения для различных веществ и условий, а также алгоритмы вычисления групповых и усреднённых пробегов в соответствии с потребностями моделей радиационной газодинамики.

Исследования процессов радиационной газодинамики позволили осуществить управление переносом рентгеновского излучения внутри первичного модуля и резко повысить качество модулей как источников энергии для радиационной имплозии, что было исключительно важно для практики.

Вторая часть принципа радиационной имплозии в основном связана с исследованиями в моделях радиационной газодинамики процессов отражения и прохождения рентгеновского излучения через слоистые конфигурации различных материалов, часто представляющих собой многоэлементные геометрические фигуры со сложной динамикой. Практическим результатом этих исследований было определение количества энергии, поступающей для радиационной имплозии термоядерных модулей. Если на первой стадии основным требованием являлась максимизация количества энергии рентгеновского излучения, выходящего из первичного модуля, то на второй стадии таким требованием стала минимизация потерь энергии.

Третья часть принципа радиационной имплозии связана с исследованиями трансформации энергии рентгеновского излучения в поле давления, обжимающего термоядерный модуль. Это поле, которое является сложным результатом процесса распространения излучения в различных материалах, имеет осесимметричную структуру. Для получения приемлемых результатов

сжатия термоядерного модуля необходимо преобразование осесимметричных граничных условий с целью достижения симметричного характера имплозии. Решение этой задачи требует управления потоками излучения и газодинамическими потоками как высокотемпературной, так и низкотемпературной высокоплотной плазмы, что обеспечивается в рамках 2D-моделей радиационной газодинамики.

Следует отметить, что особенности "граничных условий" таковы, что имплозия термоядерного модуля может быть как относительно устойчивой, так и неустойчивой. Существуют важные практические приложения, в которых процессы имеют трёхмерный характер, в связи с чем у нас развиты 3D-модели радиационной газодинамики. Отмечу, что уровень давлений радиационной имплозии, который определяет сжатие термоядерных модулей, составляет несколько сотен ТПа, а в процессе имплозии реализуются сжатия, при которых в несколько десятков раз превышается начальная плотность используемых веществ.

Основную роль в решении этих проблем играют методы физико-математического моделирования, что определяется как особенностями информации, полученной при испытаниях термоядерных зарядов, так и отсутствием таких возможностей в настоящее время. Крупнейшим экспериментальным результатом явилось определение "зон устойчивости" радиационной имплозии термоядерных модулей, а также определение физических факторов, выводящих за пределы этих зон.

Подчеркну, что радиационная газодинамика представляет собой выдающийся пример того, как фундаментальная научная дисциплина обеспечила проектирование конструкций, в которых переплелись сложнейшие физические процессы, в отношении ключевых параметров которых экспериментальные данные были крайне ограничены. Колоссальные практические достижения, полученные на основе радиационной газодинамики, сделали нас, безусловно, лидерами в этой области, по крайней мере наши исследования находятся на одном уровне с исследованиями в США.

Какие проблемы мне представляются в связи с этим крайне важными?

Прежде всего, нам необходимо усилить экспериментальную базу для моделирования в лабораторных условиях особенностей физических процессов, которые имеют ту же природу, что и их аналоги в условиях радиационной имплозии. Такими установками являются мощные лазеры, разрабатываемые для целей лазерного термоядерного синтеза. В нашем институте действуют два прототипа такой установки, но их энергия недостаточна для осуществления необходимого моделирования. Требуется лазер с энергией ~ 1 МДж.

Установки этого класса существуют в США и во Франции, строятся в Великобритании и КНР. Хотя проект по созданию мощного лазера в интересах экспериментального исследования фундаментальных параметров радиационной имплозии был представлен нами в 1990-е годы, его реализация ещё не началась. Мы очень обеспокоены нашим отставанием, хотя вплоть до середины 1990-х годов ВНИИЭФ входил в этой области в число мировых лидеров. В последний год принципиальное решение о создании во ВНИИЭФ лазерной установки мегаджоульного уровня принято Президентом Российской Федерации.

4. Термоядерное горение

В нашем институте было разработано устройство (термоядерный заряд РДС-6с), в котором 12 августа 1953 г. впервые было реализовано горение термоядерного горючего. Это устройство, которое разрабатывалось как модель мощной "водородной" бомбы, широко известно под названием "слойки" А.Д. Сахарова. В рамках этого проекта был решён ряд фундаментальных задач.

Устройство представляло собой систему из чередующихся слоёв термоядерного материала (дейтерид-тритид лития и дейтерид лития) и урана с различным содержанием изотопа U-235 и обеспечивало их газодинамическую имплозию. Остановлюсь на этом подробнее, так как данное устройство можно рассматривать как физическую установку для осуществления импульсной термоядерной реакции.

Во-первых, для первоначального нагрева термоядерного материала обеспечивался ядерный взрыв центрального ядра из U-235. При этом для зажигания термоядерного материала было важно, чтобы он также подвергался процессу имплозии. Во-вторых, при установлении изотермического режима между термоядерным материалом и окружающим ураном происходило дополнительное сжатие термоядерного материала вследствие выравнивания давлений (известно как процесс "сахаризации"). В-третьих, горение термоядерного материала происходило в режиме термодинамического равновесия между излучением и веществом. В-четвёртых, деление урана "термоядерными" нейтронами обеспечивало дополнительное возрастание температуры среды и ускорение термоядерных реакций, затем дополнительное деление урана и т.д.

Следует отметить, что "слоёный" термоядерный заряд рассматривался в 1946 – 1947 гг. Э. Теллером в США. Однако такой заряд никогда в США не был создан. Одним из факторов, повлиявших на это, были ограниченные возможности масштабирования энерговыделения, другим являлся фундаментальный фактор — возможное развитие неустойчивостей при имплозии слоёной системы на начальной стадии её горения.

В нашей разработке придавалось большое значение вопросам обеспечения прецизионности газодинамической имплозии, и эксперимент подтвердил отсутствие значимого влияния газодинамических неустойчивостей на термоядерное горение.

Проблема масштабирования энерговыделения была решена на пути радиационной имплозии. Когда в 1954 г. возможности этого принципа были осознаны, у нас уже фактически был создан прототип термоядерного модуля, которым явилась центральная часть РДС-6с. Теперь в новых условиях многократно более мощной имплозии термоядерный модуль существенно увеличил энерговыделение (в качестве термоядерного материала использовался дейтерид лития). Этот принцип был реализован 22 ноября 1955 г. в испытании РДС-37. Существенно, что влияние гидродинамических неустойчивостей на термоядерное горение не проявилось и при переходе к этому новому виду имплозии.

В дальнейшем в натурных испытаниях термоядерных зарядов различных типов стали встречаться случаи, в которых термоядерное горение не соответствовало расчётным результатам. Со временем при совершенствовании физико-математических моделей и росте вычисли-

тельных возможностей в ряде случаев было обнаружено сильное возрастание крупномасштабных гидродинамических неустойчивостей, приводивших к снижению эффективности термоядерного горения.

В рамках программы создания термоядерных зарядов были получены весьма совершенные образцы, которые и сегодня составляют основу ядерного сдерживания и по качеству заведомо не уступают американским аналогам.

Какую проблему хотелось бы здесь отметить? Не все результаты натурных испытаний термоядерных зарядов получили последовательное физическое объяснение. Это означает, что не все особенности термоядерного горения в подобных устройствах до конца поняты, и мы работаем над дальнейшим совершенствованием физико-математических моделей в этой области. Подчеркну, что одновременно для этого требуется дальнейший рост вычислительных возможностей.

5. Бустинг

Фундаментальным достижением физики высоких плотностей энергии явилось осуществление зажигания и устойчивого режима горения тритий-дейтериевой (TD) смеси в ядерных зарядах, известного как бустинг. С практической точки зрения, это привело к существенному прогрессу в габаритно-массовых параметрах ядерных зарядов, к повышению их безопасности и устойчивости работы в условиях определённых воздействий.

Физически это очень сложный режим, поскольку зажигание TD-смеси осуществляется при относительно низких температурах, реализуемых на начальной стадии ядерного взрыва, а сама TD-смесь к этому моменту представляет собой сложную гетерогенную структуру с окружающим её делящимся материалом. Исключительную роль в решении этой задачи играют газодинамические исследования, в том числе с помощью радиографических методов. Именно радиографические эксперименты показали, что при выполнении определённых критериев потенциально неустойчивый режим имплозии TD-смеси и окружающего её делящегося материала может быть реализован в виде устойчивого конечного состояния.

Реализация бустинга тесно связана с методами физико-математического моделирования, и у нас разработан целый ряд методик, сочетающих прецизионные расчёты в полуфеноменологической постановке. Отмечу, что на основе газодинамических исследований и методов физико-математического моделирования нами разработан ряд способов управления бустингом. Эти возможности управления имеют исключительную практическую ценность.

Здесь я обозначу одну существенную проблему. Конфигурация "критической" области, определяющая бустинг, является принципиально трёхмерной. Для её достаточно точного определения необходимы трёхмерные программы газодинамики, включающие в себя описание детонации ВВ, а учёт особенностей горения этой конфигурации требует трёхмерных расчётов радиационной газодинамики и нейтронно-ядерного взаимодействия. В связи с необходимостью учёта специфических характеристик "критической" области для этого необходимы существенно более мощные вычислительные возможности, чем те, которыми мы пока располагаем.

6. Термоядерное инициирование

Фундаментальные трудности осуществления инерциального термоядерного синтеза хорошо известны. В РФЯЦ – ВНИИЭФ эта проблема была частично решена. В этих целях сферическая система, содержавшая термоядерное горючее и не содержавшая делящихся материалов, была подвергнута в 1962 г. радиационной имплозии. В результате удалось обеспечить зажигание термоядерного материала с небольшим энерговыделением. В том же 1962 г. было проведено ещё два успешных эксперимента, в которых было обеспечено термоядерное инициирование дейтерида лития. При этом термоядерная инициирующая система (ТИС) использовалась для зажигания других слоёв термоядерного горючего.

Это было очень крупное достижение, основанное на фундаментальных выводах об исключительной роли симметрии обжатия ТИС и возможности её практического обеспечения.

Сама идея ТИС в рамках радиационной имплозии была сформулирована в 1954 г., и вскоре был проведён ряд экспериментов по её практической реализации. Все они оказались неудачными. Проведённый анализ зажигания ТИС позволил сформулировать гипотезу о том, что уровень симметрии, приемлемый для имплозии делящихся материалов, недостаточен для имплозии с зажиганием термоядерных инициирующих систем. Реализация выводов из этой гипотезы и привела к успеху.

В дальнейшем было разработано значительное количество ТИС различных видов, которые нашли важное практическое применение. Здесь я упомяну только об их принципиальном значении для осуществления ядерных взрывов в мирных целях.

Отработка термоядерных инициирующих систем и развитие моделирования позволили установить прецизионные критерии их зажигания, учитывающие особенности их имплозии, используемые материалы и другие факторы.

7. Нейтронно-ядерные процессы

К фундаментальным исследованиям нейтронно-ядерных процессов в РФЯЦ – ВНИИЭФ исторически относятся, прежде всего, работы по определению критических масс делящихся материалов в различных конфигурациях. Эти работы начались одновременно с разработкой первой атомной бомбы РДС-1 и продолжаются до сих пор. Исследования опираются как на эксперименты, проводимые на критмассовых стендах, так и на современные расчётные методы моделирования. Хотя критические массы основных делящихся материалов давно известны с очень высокой точностью, иногда возникают новые вопросы, вызванные использованием специальных материалов.

Другое направление исследований связано с кинетикой развития цепной реакции в системах различного типа и в условиях различного нейтронного воздействия, что, в свою очередь, является также одной из основ решения вопросов ядерной взрывобезопасности. Базой для этих исследований явились эксперименты по определению сечений деления, упругого и неупругого рассеяния, числа вторичных нейтронов и спектров нейтронов деления, которые были широко развёрнуты в нашем институте в первой половине 1950-х годов. Специальные программы работ в этой области проводились в рамках создания первого термоядерного заряда РДС-6с. В дальнейшем

производились неоднократные уточнения этих основополагающих "констант" в новых экспериментах.

В условиях бустинга к фундаментальным вопросам относится взаимодействие термоядерных нейтронов с делящимися материалами. Эти же вопросы существенны и для режимов горения термоядерных модулей.

Важнейшая стадия — горение бустированных и термоядерных зарядов — требует комплексного рассмотрения процессов радиационной газодинамики, термоядерного горения и нейтронной кинетики в многокомпонентных средах. В настоящее время мы используем в этих целях ряд 2D-программ.

Мы располагаем целым рядом методик расчёта переноса нейтронов в сложных гетерогенных конфигурациях и прецизионными системами спектральных и групповых нейтронных констант для всех изотопов, с которыми связана наша работа.

8. Неравновесные процессы

Наша работа непосредственно связана с исследованиями ряда неравновесных процессов. Приведу несколько примеров.

В условиях термоядерного горения может реализоваться режим, в котором не успевает установиться, с одной стороны, термодинамическое равновесие между электронами и ионами, а с другой стороны — между электронами и излучением. Такой режим был неоднократно реализован и зафиксирован экспериментально, и для его описания у нас разработаны специальные физико-математические модели.

В условиях термоядерного горения даже при установлении термодинамического равновесия существует определённая вероятность того, что быстрые частицы, рождённые в термоядерных реакциях, могут вступать в новые термоядерные реакции до своей термализации. С целью изучения этого процесса у нас был проведён специальный комплекс исследований, результаты которого внедрены в модели и используются на практике.

Характерной является ситуация, в которой плотность потока энергии рентгеновского излучения значительно превышает равновесную плотность потока, соответствующую температуре среды, а спектр потока рентгеновского излучения существенно отличается от планковского. Эти обстоятельства также учтены в программах радиационной газодинамики.

9. Заключение

Мы не можем представить наиболее яркие примеры работ, о которых говорилось выше. В то же время эти исследования сопровождались научным поиском и получением результатов, которые являются вполне открытыми. Некоторые из них непосредственно относятся к решению наших основных оружейных задач, некоторые частично связаны с ними. В публикуемых в этом выпуске *УФН* статьях наши ведущие специалисты представили результаты таких открытых исследований. Надеюсь, что эти статьи дают достаточно полное представление о ряде конкретных особенностей наших научных работ.

В создании и развитии новых научных направлений, связанных с работами РФЯЦ – ВНИИЭФ, на протяжении 65 лет принимало участие большое число выдающихся специалистов и корифеев отечественной науки. Я не привожу имён, поскольку любая выборка персоналий не будет достаточно представительной. Можно сказать, что мы говорим о науке РФЯЦ – ВНИИЭФ в целом.

PACS numbers: **47.20.–k**, 47.27.wj, **47.40.–x**
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201104i.0410

Гидродинамические неустойчивости

А.Л. Михайлов, Н.В. Невмержицкий, В.А. Раевский

1. Введение

В статье представлены результаты экспериментальных работ по исследованию гидродинамических неустойчивостей и турбулентного перемешивания в жидких, газовых и прочных средах. В частности, показано: 1) развитие возмущений и турбулентного перемешивания в газах чувствительно к числу Маха ударной волны; 2) скорость проникновения фронта газа в жидкость при увеличении числа Рейнольдса течения от 5×10^5 до 10^7 не изменяется; 3) устойчивый и неустойчивый режимы в средах с прочностью зависят от длины волны и амплитуды начальных возмущений; 4) гидродинамические неустойчивости могут быть инструментом исследований прочностных свойств материалов.

Одна из наиболее амбициозных и важных научно-практических проблем — проблема управляемого термоядерного синтеза (УТС). Реализация идеи УТС оказалась принципиально зависящей, среди прочего, от одной "малости" — гидродинамических неустойчивостей: Рэлея – Тейлора [1], Рихтмайера – Мешкова [2, 3] и Кельвина – Гельмгольца [4]. Сколь угодно малые начальные возмущения на границе раздела разнородных сред под действием этих неустойчивостей начинают возрастать, что со временем приводит к турбулентному перемешиванию веществ. Как следствие, появляются энергетические потери и ограничения в достигаемой плотности кумулируемой в мишени энергии, необходимой для осуществления зажигания.

Исследования гидродинамических неустойчивостей и турбулентного перемешивания ведутся в Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (РФЯЦ – ВНИИЭФ) практически со времени его основания. В частности, основные результаты Тейлора (1950 г.) (для так называемой гравитационной неустойчивости) независимо были получены сотрудниками ФИАНа С.З. Беленьким и Е.С. Фрадкиным, участвовавшими тогда в работах по атомной проблеме. Их результаты изложены в конце 1940-х – начале 1950-х годов в серии неопубликованных отчётов ВНИИЭФ. Эти исследователи разработали и первую полуэмпирическую модель развития зоны перемешивания [5]. В 1951 г. по инициативе А.Д. Сахарова Ю.Ф. Алексеевым, И.Г. Проскуриным и Н.Ф. Зеленцовой были выполнены первые экспериментальные исследования развития турбулент-

А.Л. Михайлов, Н.В. Невмержицкий, В.А. Раевский.
ФГУП "Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики", г. Саров, Нижегородская обл., РФ
E-mail: root@gdd.vniief.ru

© А.Л. Михайлов, Н.В. Невмержицкий, В.А. Раевский 2011

ного перемешивания на границе двух жидкостей, результаты которых не опубликованы до сих пор.

В середине 1960-х годов в экспериментах на ударной трубе Е.Е.Мешковым было обнаружено, что граница раздела двух газов является неустойчивой не только тогда, когда ударная волна (УВ) проходит из "лёгкого" газа в "тяжёлый" (согласно данным Рихтмайера), но и тогда, когда УВ движется в обратном направлении [3]. С тех пор неустойчивость границы, индуцируемая УВ, именуется неустойчивостью Рихтмайера – Мешкова. В начале 1970-х годов во ВНИИЭФ В.В. Никифоровым стали разрабатываться полуэмпирические модели турбулентности, внедряться первые численные методы расчёта турбулентных течений (В.А. Андронов, С.М. Бахрах, А.В. Певницкий и др.).

Первые в СССР экспериментальные исследования неустойчивости Рэлея – Тейлора в твёрдых телах, начатые во ВНИИЭФ в конце 1950-х годов, связаны с именами А.Д. Сахарова, Р.М. Зайделя, А.Г. Олейника и др. Подавляющее большинство их результатов не опубликовано в открытой печати, за исключением цикла работ [6].

В последнее десятилетие гидродинамические неустойчивости в разных средах по-прежнему являются предметом систематических исследований — как теоретических с помощью физического и численного моделирования, так и экспериментальных. Эксперименты, являясь источником базовых данных для тестирования физических и численных моделей, в то же время служат источником информации о фундаментальных закономерностях развития этих процессов и свойствах веществ: прочности, реологии, фазовых превращениях.

В разделах 2 – 4 обозначены некоторые направления и результаты, полученные в последние годы с применением классического ударно-волнового эксперимента на ударных трубах и во взрывных газодинамических системах.

2. Развитие турбулентного перемешивания и возмущений на контактной границе газов

При численном моделировании течений с учётом турбулентного перемешивания необходимы экспериментальные данные для верификации и тестирования расчётных моделей. В связи с появлением новых задач информация, имеющаяся в настоящее время для этой цели, например [7], оказывается недостаточной. Поэтому для отработки алгоритмов расчётов нами, в частности, проведён комплекс экспериментов на воздушной ударной трубе по исследованию развития турбулентного перемешивания в трёхслойных газовых системах воздух – SF_6 – воздух, воздух – He – SF_6 и воздух – He – воздух [8]. Контактные границы газов располагались перпендикулярно или под углом к направлению УВ, или имели изломы. Такое расположение контактных границ приводило к двумерному характеру течения. Газы изначально разделялись тонкой (толщиной 1 мкм) полимерной плёнкой. Число Маха УВ составляло $M \approx 1{,}3$. На контактных границах развивается, помимо неустойчивости Рихтмайера – Мешкова, неустойчивость Кельвина – Гельмгольца (рис. 1). В результате взаимодействия волн разрежения и ударных волн с контактными границами формируется довольно сложное течение, которое предоставляет хороший материал для калибровки расчётных методик.

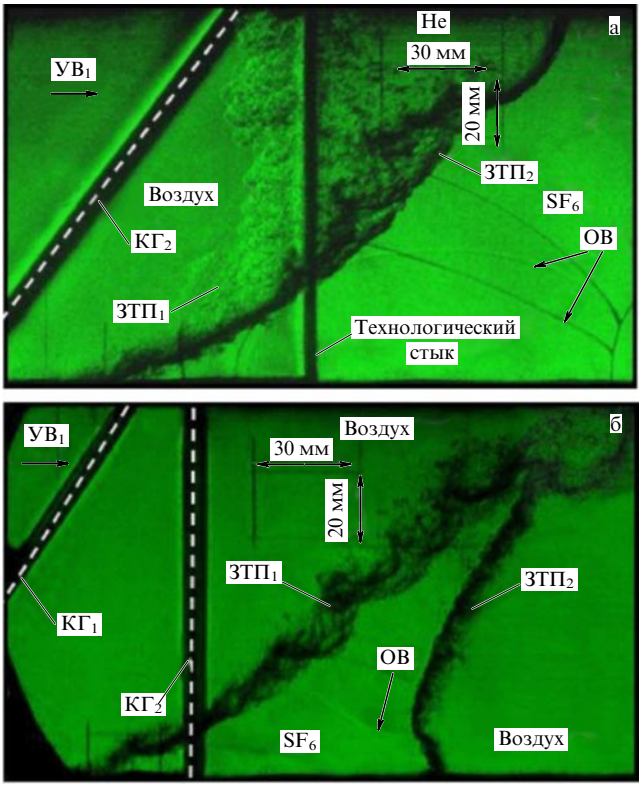


Рис. 1. Фотографии, полученные в экспериментах на воздушной ударной трубе по исследованию развития турбулентного перемешивания в системах воздух – He – SF_6 (а) и воздух – SF_6 – воздух (б). $КГ_{1(2)}$ — контактная граница, $ЗТП_{1(2)}$ — зона турбулентного перемешивания, ОВ — отражённая волна. Масштаб реперной сетки 30×20 мм.

При ускорении контактной границы газов сильной ударной волной (с числом Маха $M > 5$) или серией волн, проходящих последовательно через газы, может происходить сжатие газов в несколько десятков раз. Это приводит к приближению контактной границы газов к фронту УВ [9]. При этом возникающая на границе зона перемешивания или возмущения может "упираться" во фронт УВ, что влияет на характер течения.

Для изучения такой ситуации в 2002 г. была создана лабораторная методика, позволяющая проводить исследования в газах при числах Маха УВ $M \approx 10$. Такие высокие числа Маха в ударной трубе удалось получить с помощью детонации газовой взрывчатой смеси ($C_2H_2 + 2{,}5O_2$), находящейся в камере высокого давления под избыточным давлением [9].

На рисунке 2 показаны кинограммы развития двумерных локальных возмущений на границе воздух – SF_6 в виде излома контактной границы (ступеньки) и в виде треугольной канавки, условно имитирующих возможные технологические дефекты на оболочке термоядерной мишени. Вариация числа Маха УВ приводила к различному сжатию SF_6.

Эксперименты показывают, что с увеличением сжатия "тяжёлого" газа при увеличении числа Маха характер развития возмущений изменяется: возмущение тормозится близлежащей ударной волной (вследствие близости УВ и контактной границы), что приводит к его быстрому подавлению зоной турбулентного перемешивания; сама зона перемешивания развивается более интенсивно.

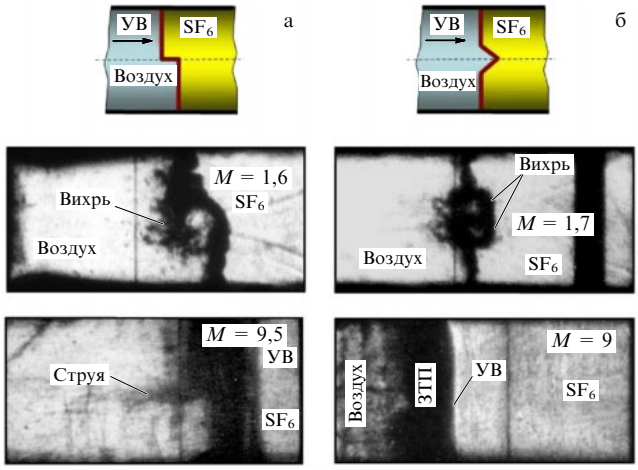


Рис. 2. Кинограммы развития двумерных локальных возмущений на границе воздух – SF_6 с контактной границей в виде ступеньки (а) и треугольной канавки (б). M — число Маха УВ в SF_6.

3. Развитие турбулентного перемешивания и возмущений на границе газ – жидкость

Известно, что при неустойчивости Рэлея – Тейлора на стадии турбулентного перемешивания в автомодельном режиме глубина проникновения "тяжёлого" вещества в "лёгкое" $h_{\mathrm{h-l}}$, "лёгкого" вещества в "тяжёлое" $h_{\mathrm{l-h}}$ и полная ширина зоны перемешивания H описываются выражениями:

$$h_{\mathrm{h-l}} = \alpha_1 A g t^2\,, \qquad h_{\mathrm{l-h}} = \alpha_2 A g t^2\,, \qquad H = \alpha A g t^2\,, \qquad (1)$$

где $A = (\rho_{\mathrm{h}} - \rho_{\mathrm{l}})/(\rho_{\mathrm{h}} + \rho_{\mathrm{l}})$ — число Атвуда, ρ_{h}, ρ_{l} — плотности "тяжёлого" и "лёгкого" веществ соответственно, g — ускорение, t — время, α_1, α_2, α — константы, характеризующие темп (скорость) роста соответственно $h_{\mathrm{h-l}}$, $h_{\mathrm{l-h}}$ и H в (1). В различных источниках даются разные значения α_1, α_2, α.

Так, в ранних экспериментальных исследованиях [10] $\alpha_2 \approx 0{,}07$, в расчётах [11] $\alpha_2 \approx 0{,}05$. Позднее в расчётах [12] для идеальных жидкостей получено $\alpha_2 \approx 0{,}03$, в экспериментах со взаимно растворимыми жидкостями [10] $\alpha_2 \approx 0{,}04$, в экспериментах на границе газ – вода при $g \approx 10^5 g_0$ (где $g_0 = 9{,}8$ м с$^{-2}$), температуре газа $\approx 2000\,^\circ$C и давлении ≈ 400 атм (т.е. при закритическом состоянии поверхностного слоя жидкости) при смещении слоя $S \leqslant 25$ мм получено $\alpha_2 \approx 0{,}03$ [13]. Причины разброса α_2 пока не ясны. Предполагалось, что α_2 уменьшается с увеличением числа Рейнольдса течения.

Для исследования этого вопроса нами создана установка, которая позволяет получать течение с $\mathrm{Re} \approx 10^7$. В этой установке слой жидкости массой ≈ 3 кг ускорялся сжатым газом. Величина ускорения достигала $g \approx 10^3 g_0$, смещение слоя составляло $S = 350$ мм, ширина зоны перемешивания H равнялась 200 мм [14]. Число Рейнольдса в экспериментах определялось как

$$\mathrm{Re} = \frac{H\sqrt{AgH}}{\nu}\,,$$

где $A \approx 1$, ν — коэффициент кинематической вязкости воды.

В экспериментах получено, что при $\mathrm{Re} \leqslant 10^5$ ($S < 50$ мм) значение $\alpha_2 \approx 0{,}11$, при повышении Re до $\approx 5 \times 10^5$ (50 мм $< S <$ 70 мм) α_2 уменьшается до 0,075. При дальнейшем возрастании Re до $\approx 10^7$ ($S > 70$ мм) α_2 не изменяется. При $S > 70$ мм получены значения $\alpha_1 \approx 0{,}26$, $\alpha \approx 0{,}33$. Коэффициент асимметрии зоны составил $k = \alpha_1/\alpha_2 \approx 3$.

Таким образом, на границе газ – жидкость (в условиях гетерогенного перемешивания) при $g \approx 10^3 g_0$ и $5 \times 10^5 < \mathrm{Re} \leqslant 10^7$ значение $\alpha_2 \approx 0{,}07$, т.е. совпадает с результатами ранних экспериментов. Поэтому уменьшение α_2 до 0,03 – 0,04 не объясняется только увеличением числа Рейнольдса. Значение $\alpha_2 \approx 0{,}03$ может быть частным случаем конкретных экспериментов и расчётов. Необходимы исследования по поиску условий, при которых α_2 уменьшается, так как α_2 определяет физический масштаб перемешивания веществ.

Развитие локальных возмущений в слабосжимаемых жидкостях может существенно отличаться от развития возмущений в сжимаемых средах. Так, согласно [15], полусферическое локальное возмущение (ЛВ) на неустойчивой границе несжимаемой жидкости со временем выходит на автомодельный режим развития. В [16, 17] показано, что с возрастанием начального радиуса такого возмущения (от $R \approx 0{,}5$ мм до $R \approx 3$ мм) при наличии зоны турбулентного перемешивания на контактной границе газ – жидкость скорость его проникновения в жидкость увеличивается примерно в два раза, т.е. автомодельность отсутствует. Эксперименты [16] и расчёты [17] были проведены при относительно малых смещениях контактной границы ($S \approx 40$ мм). Как будет развиваться такое возмущение при бóльших смещениях контактной границы? Для выяснения этого вопроса проведены дополнительные исследования при смещении слоя до 350 мм.

Получено, что локальное возмущение, как и в [16], развивается изначально в виде пузыря (рис. 3), опережающего фронт турбулентного перемешивания. При смещении слоя $S < 50$ мм с увеличением начального радиуса локального возмущения скорость проникновения возмущения в жидкость, как и в [16, 17], увеличивается. В диапазоне смещений слоя 50 мм $< S <$ 350 мм скорости возрастания возмущения становятся близки между собой, т.е. процесс развития возмущения выходит на автомодельный режим. При этом время выхода возмущения на этот режим возрастает с увеличением его начального размера. Развитие таких возмущений в оболочках мишеней инерционного термоядерного синтеза может приводить к их прорыву.

4. Развитие неустойчивостей в средах с прочностью

До некоторых пор наличие прочности в твёрдых телах позволяло считать, что в них нет проблем с неустойчивостью. Однако стабилизирующее свойство прочности теряется, когда напряжения превышают силы прочности. Известно также, что прочность в динамических нестационарных процессах существенно зависит от условий деформирования материала — величин давления, температуры, скорости деформации. Кроме того, если в веществе под действием интенсивных динамических воздействий происходят структурные и фазовые превращения, то его прочность изменяется. Из этого следует, что гидродинамические неустойчивости могут быть не только объектом исследований с конечной целью их подавления или минимизации, но и инструментом исследований прочностных свойств и фазовых состояний вещества в экстремальных условиях.

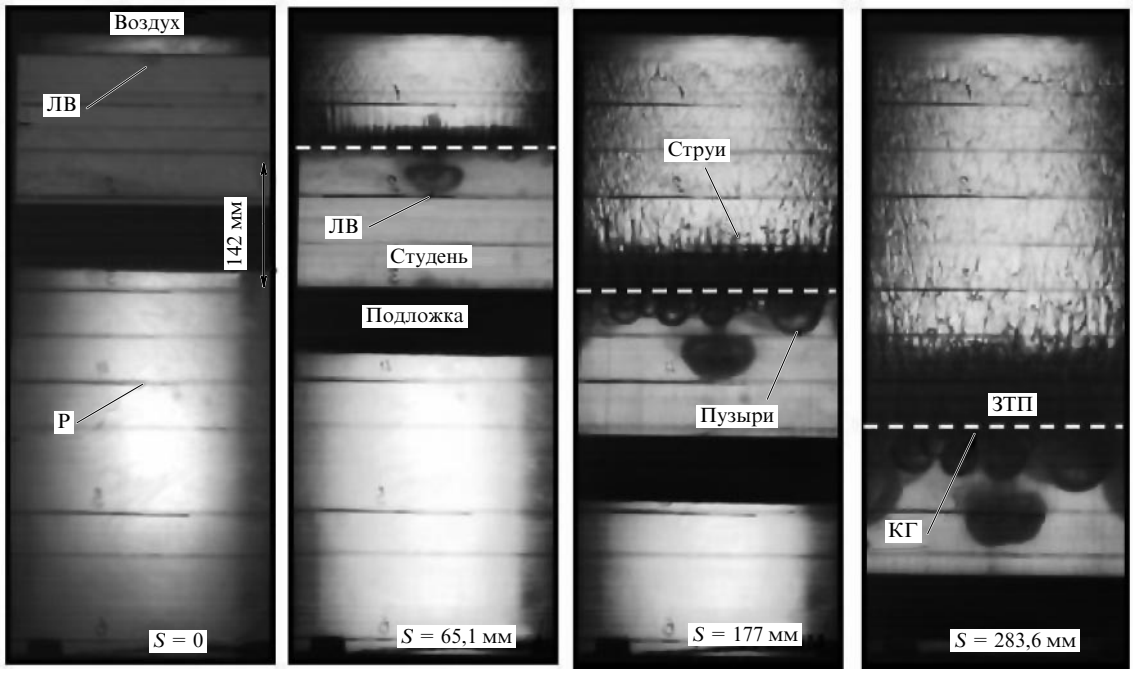


Рис. 3. Развитие полусферического локального возмущения (ЛВ) при различных смещениях контактной границы. Р — реперная линия. В качестве жидкости, как и в [16], использовался 2,2%-ный (низкопрочный) студень раствора желатина.

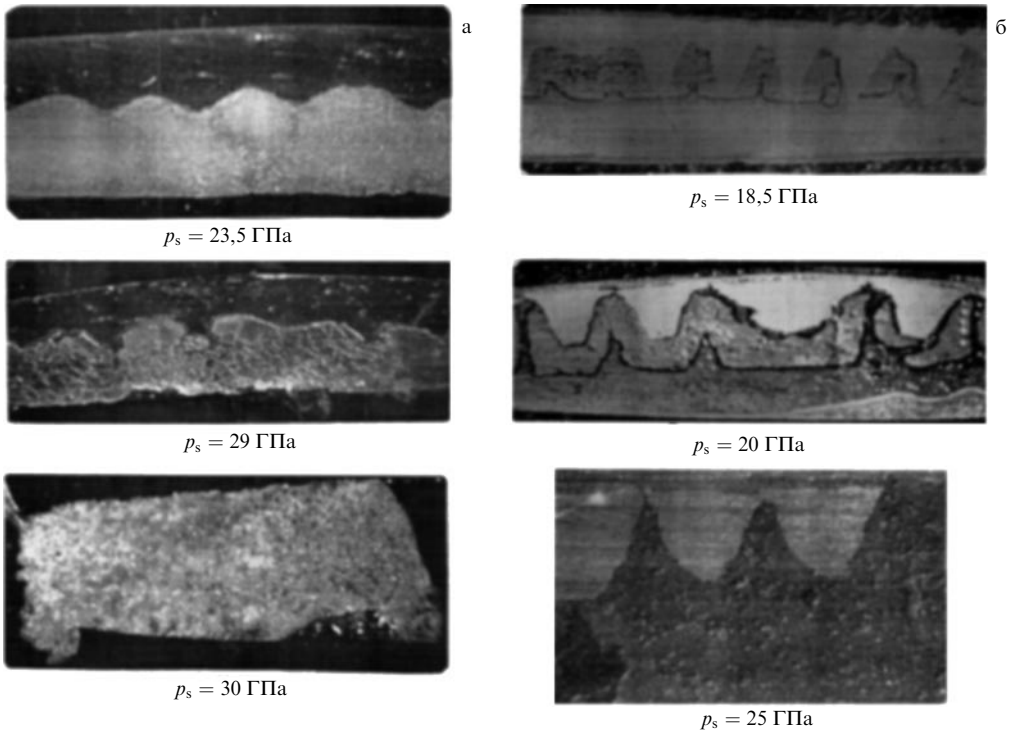


Рис. 4. Развитие неустойчивости на границе металлов Sn–Cd с $\lambda_0 = 1{,}1$ мм и $a_0 = 0{,}2$ мм (а) и Pb–Bi с $\lambda_0 = 1{,}6$ мм и $a_0 = 0{,}2$ мм (б) при увеличении давления в ударной волне p_s.

В исследованиях неустойчивости Рихтмайера–Мешкова авторами [18] предполагалось, что при приближении интенсивности УВ к параметрам ударно-волнового плавления металла будет наблюдаться резкое падение сдвиговой прочности слоистой системы, что приведёт к турбулизации течения и интенсивному перемешиванию металлов. Этот эффект, который действительно был обнаружен (рис. 4), послужил предметом ряда публикаций и патентов на изобретения. Однако зафиксированные значения амплитуд УВ, вызывающих развитие неустойчивости границы раздела металл–металл, коррелируют, но не вполне совпадают с расчётными параметрами диапазона ударно-волнового плавления более тугоплавкого металла. Это скорее всего связано с термическим разупрочнением металлов при приближении снизу к диапазону ударно-волнового плавления.

Как показали исследования [19], периодические возмущения на ускоряемой границе упругопластиче-

ского слоя могут возрастать до конечного значения, а затем совершать периодические колебания, т.е. движение границы может быть устойчивым. В то же время при определённом сочетании определяющих параметров возможно неограниченное возрастание возмущений, т.е. реализуется неустойчивость Рэлея – Тейлора. Было получено, что граница между устойчивым и неустойчивым режимами в координатах амплитуда (a_0) – длина волны (λ) определяется следующим приближённым уравнением [19]:

$$a_0^{\mathrm{c}} = \frac{2Y}{\rho g}\left[1 - \frac{4\sqrt{3}-1}{4\sqrt{3}}\exp\left(-\frac{2\pi h}{\sqrt{3}\,\lambda}\right)\right]\times \\ \times\left\{\left[1-\exp\left(-\frac{2\pi h}{\sqrt{3}\,\lambda}\right)\right]^2 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_\infty}\right)^2\right\}, \qquad (2)$$

где Y — предел текучести, ρ — плотность, h — толщина слоя, $\lambda_\infty = 4\pi G/(\rho g)$ — критическая длина волны для упругого полупространства, G — модуль сдвига.

Д. Друкером [20] и Д. Майлсом [21] предложены соответственно "пластический" и "упругий" критерии устойчивости. Критерий Друкера справедлив для возмущений с длиной волны, много меньшей критической $(\lambda \ll \lambda_{\mathrm{c}})$, а критерий Майлса справедлив при весьма малых амплитудах возмущений. Как следует из (2), область устойчивости в координатах $a_0 - \lambda$ имеет конечную площадь и реализуется при достаточно малых амплитудах и длинах волн. В области длин волн, больших критической, $\lambda \geqslant \lambda_{\mathrm{c}}$, граница неустойчива при любой амплитуде возмущений.

В реальных ударно-волновых процессах ускорение слоя носит импульсный характер, при этом в момент максимального ускорения область устойчивости имеет минимальный размер. Хотя в этом случае не существует постоянной границы области устойчивости, при определённом сочетании начальной амплитуды и длины волны возмущений возрастание возмущений оказывается весьма чувствительным к их начальным размерам, реализующейся интенсивности напряжений и к фактической динамической сдвиговой прочности материала.

На этом основан метод построения и тестирования моделей прочности вещества — динамический метод возмущений. Суть метода состоит в следующем. На поверхность слоя исследуемого вещества наносятся периодические (или локальные) возмущения. Затем исследуемый образец подвергается импульсному ускорению, в нашем случае — продуктами взрыва химического ВВ. Развитие возмущений в процессе движения лайнера регистрируется с помощью рентгеноимпульсной либо протонографической методики.

Принципиальная схема метода для случая импульсного ускорения лайнера продуктами взрыва показана на рис. 5. Там же приведены типичные протонографические изображения лайнера, полученные в одном эксперименте [22].

При задании той или иной модели прочности металла параметры модели определяются подгонкой результатов численных расчётов к экспериментальным данным по развитию возмущений.

Достоинство метода заключается в следующем: варьированием темпа и амплитуды воздействия, длины волны и амплитуды возмущений удаётся при применении взрывных устройств плоской или цилиндрической

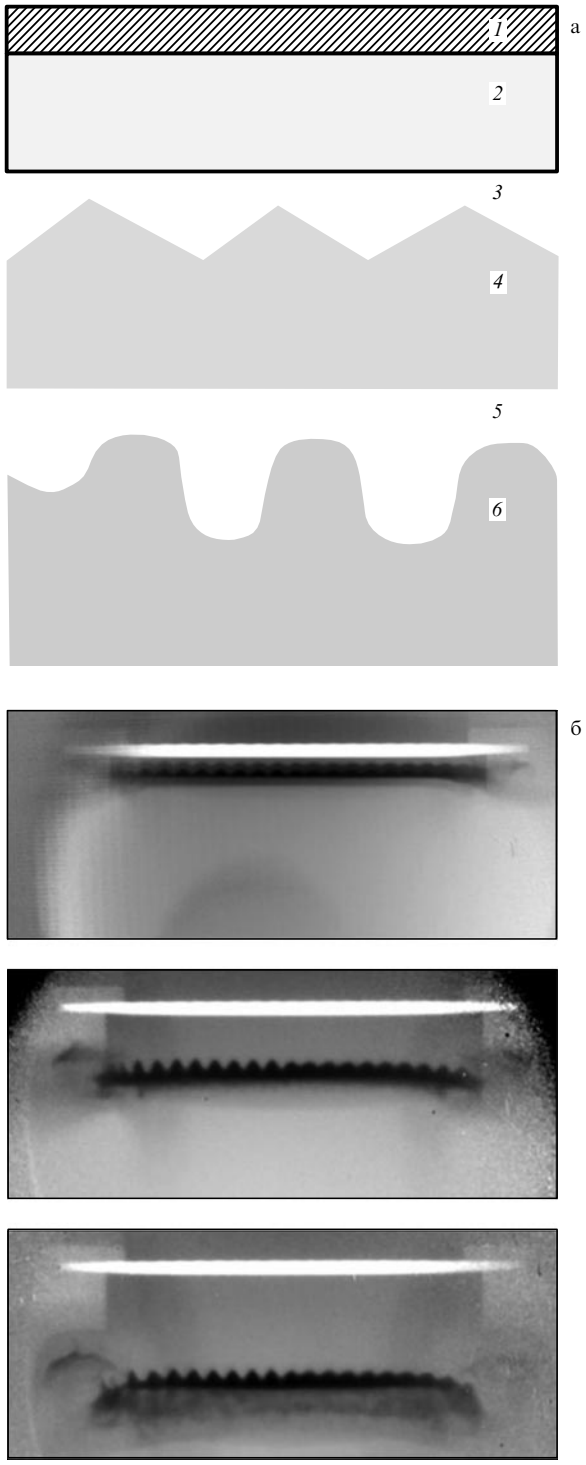


Рис. 5. (а) Схематическая иллюстрация процесса импульсного ускорения лайнера: *1* — генератор плоской детонационной волны, *2* — взрывчатое вещество, *3* — вакуумный зазор, *4* — образец в исходном состоянии, *5* — продукты взрыва, *6* — образец в полёте. (б) Протонографические изображения лайнера.

геометрии находить параметры определяющего уравнения материала $Y_{\mathrm{d}} = f(\sigma, T, \varepsilon, \dot{\varepsilon}, \ldots)$ в диапазонах давлений $p \approx 10-300$ ГПа, скоростей деформирования $\dot{\varepsilon} \approx 10^5 - 10^9$ с$^{-1}$ в области температур от нормальных до температур плавления металла.

Сейчас этот метод взят на вооружение многими лабораториями мира, имеющими дело с экстремаль-

ными состояниями вещества [23, 24] и использующими не только взрывные, но и другие системы.

Одним из принципиальных результатов, полученных методом возмущений, стало обнаружение заметного превышения динамического предела текучести ряда металлов при квазиизэнтропическом нагружении ($\dot{\varepsilon} \approx 10^5 - 10^6$ с$^{-1}$, $p \approx 30 - 50$ ГПа) над таковым при ударно-волновом нагружении ($\dot{\varepsilon} \approx 10^8$ с$^{-1}$). Сразу за фронтом УВ металл как бы теряет прочность на время $\approx 0{,}1 - 0{,}5$ мкс и затем быстро её восстанавливает. Объяснение этому, как видится сейчас, заключается в "мгновенной потере прочности" в узких ($l \approx 1$ мкм) полосах локализованного сдвига с периодом между ними ≈ 10 мкм с последующей быстрой (≈ 1 мкс) релаксацией течения. Гетерогенность течения металла за фронтом УВ подтверждается независимой регистрацией скорости свободной поверхности методами лазерной доплеровской диагностики [25].

Представляет практический интерес частный случай неустойчивости Рихтмайера – Мешкова при выходе УВ на свободную границу конденсированного вещества, который проявляется в микрокумулятивном выбросе опережающего облака мелкодисперсных частиц. Основные причины этого эффекта — начальные возмущения регулярного и стохастического характера: шероховатость свободной поверхности, структурные неоднородности материала, отмеченная выше гетерогенность течения за фронтом УВ [26]. На рисунке 6 представлен видеокадр выброса частиц со свободной поверхности свинца под действием УВ интенсивностью 15 ГПа, полученный высокоскоростной микроскопической электронно-оптической съёмкой с импульсной лазерной подсветкой [27].

Гравитационные неустойчивости играют доминирующую роль и при эксплозивном объёмном расширении, разрушении и диспергировании металлов после их плавления в УВ и последующей волне разрежения [25].

Неустойчивость Кельвина – Гельмгольца в металлах в чистом виде (чистое скольжение) описана в [28], но гораздо чаще она регистрируется в режимах сварки взрывом — при косом соударении пластин с фазовой скоростью точки соударения (контакта) $U_c < c_0$, где c_0 — объёмная скорость звука в свариваемых металлах.

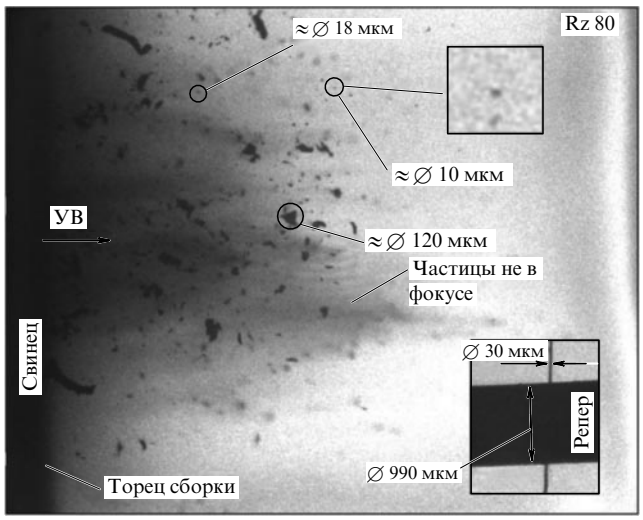


Рис. 6. Видеокадр выброса частиц со свободной поверхности свинца под действием УВ интенсивностью 15 ГПа. На вставке в правом нижнем углу рисунка изображён репер для определения размеров выбрасываемых частиц. Rz 80 — параметр шероховатости поверхности.

Для ряда металлов получена зависимость амплитуды возмущений сдвиговой природы, генерируемых в сходных условиях сварки взрывом, от числа Маха, $a = f(M)$. Из зависимости следует, что её максимум лежит вблизи значений $M \approx 1{,}3 - 1{,}5$, при которых режим течения с отсоединёнными ударными волнами сменяется режимом с присоединёнными к точке соударения волнами.

Наиболее впечатляющими результатами этих исследований явились неожиданно высокая и динамическая пластичность хрупкого в статике бериллия, а также способность тонких (≈ 10 мкм) гальванических покрытий гасить развитие сдвиговых возмущений [29].

Авторы благодарят всех сотрудников Института экспериментальной газодинамики и физики взрыва (ИФВ) РФЯЦ – ВНИИЭФ, чьими трудами и в сотрудничестве с которыми получены результаты, представленные в статье.

Список литературы

1. Taylor G *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **201** 192 (1950)
2. Richtmyer R D *Commun. Pure Appl. Math.* **13** 297 (1960)
3. Мешков Е Е *Изв. АН СССР Мех. жидкости и газа* (5) 151 (1969) [Meshkov E E *Izv. Acad. Sci. USSR Fluid Dyn.* **4** (5) 101 (1969)]
4. Helmholtz H L F "Über discontinuirlich Flüssigkeits-Bewegungen" *Monatsberichte Königl. Preuß. Akad. Wiss. Berlin* 215 (1868)
5. Беленький С З, Фрадкин Е С *Труды ФИАН* **29** 207 (1965)
6. Сахаров А Д и др. *ДАН СССР* **159** 1019 (1964) [Sakharov A D et al. *Sov. Phys. Dokl.* **9** 1091 (1965)]
7. Дудин В И и др. "Исследование развития возмущений и турбулентного перемешивания на границе газ – газ методом лазерного ножа", Препринт № 49-96 (Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1996)
8. Невмержицкий Н В и др. *Вопр. атом. науки и техн. Теор. и прикл. физика* (3) 44 (2009)
9. Невмержицкий Н В и др., в сб. *IX Харитоновские тематические научные чтения* (Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007) с. 612
10. Read K I *Physica D* **12** 45 (1984)
11. Youngs D L *Physica D* **12** 32 (1984)
12. Youngs D L *Laser Part. Beams* **12** 725 (1994)
13. Невмержицкий Н В, Сотсков Е А, Дреннов А О, в сб. *V Харитоновские тематические научные чтения* (Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003) с. 357
14. Невмержицкий Н В и др., в сб. *XI Харитоновские тематические научные чтения* (Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009) с. 583
15. Гаранин С Ф *Вопр. атом. науки и тех. Теор. и прикл. физика* (3/1) 12 (1994/1995)
16. Сотсков Е А и др., в сб. *V Харитоновские тематические научные чтения* (Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003) с. 362
17. Раевский В А, Синицына С Н, Янилкин Ю В, в сб. *V Харитоновские тематические научные чтения* (Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003) с. 366
18. Mikhailov A L et al., in *Proc. of the Conf. of Am. Phys. Soc., SCCM-1995, Seattle, Washington, 1995*, p. 985
19. Lebedev A I et al., in *4th Intern. Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing, Cambridge, 1993*, p. 81
20. Drucker D C "'Taylor instability' of the surface of an elastic-plastic plate" *Mech. Today* **5** 37 (1980) [Друкер Д "Тейлоровская неустойчивость поверхности упругопластической пластины", в сб. *Механика деформируемых твердых тел. Направления развития* (М.: Мир, 1983) с. 151]
21. Miles J W, General Atomics Report, GAMD-7335 (1960)
22. Антипов Ю М и др. *ПТЭ* (3) 5 (2010) [Antipov Yu M et al. *Instrum. Exp. Tech.* **53** 319 (2010)]
23. Kaul M Ann et al., в сб. *IV Харитоновские тематические научные чтения* (Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003) с. 327
24. Covallo M R, in *Dynamic Strength Experiments, Joint US-Russia Conference on advance in Material Science, 2009*

25. Михайлов А Л *Физическая мезомеханика* **10** (5) 53 (2007)
26. Огородников В А и др. *ФГВ* **34** (6) 103 (1998) [Ogorodnikov V A et al. *Combustion Explosion Shock Waves* **34** 696 (1998)]
27. Невмержицкий Н В и др., в сб. *Межд. семинар по физике турбулентного перемешивания сжимаемых сред, Россия, Москва, 2010*
28. Михайлов А Л *ФГВ* **15** (2) 158 (1979)
29. Drennov O B et al., in *Proc. of the APS Conf. SCCM-2001, Atlanta, USA, 2001*, p. 595

PACS numbers: 05.70.Ce, **07.35.+k**, **47.40.–x**
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201104j.0416

Исследования экстремальных состояний металлов с использованием ударных волн

Р.Ф. Трунин

1. Введение

Начало исследований, о которых пойдёт речь, относится к 1947 г., когда перед газодинамиками КБ-11 (сейчас Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ — ВНИИЭФ)) была поставлена задача исследования ударно-волновых свойств веществ, входящих в состав создаваемой в Советском Союзе атомной бомбы. Эти свойства нужны для проведения расчётного выбора её конструкции, поскольку созданное на их основе уравнение состояния, т.е. функциональная связь давления, плотности и энергии, замыкало систему уравнений движения и тем самым позволяло оценить параметры сжатия активных и других веществ.

Первопроходцами экспериментальных исследований этого направления у нас были Л.В. Альтшулер, К.К. Крупников, В.А. Цукерман, Б.Н. Леденёв, В.И. Жучихин, С.Б. Кормер и их сотрудники. Активно участвовали в разработке методов исследования и интерпретации получаемых результатов также сотрудники теоретических отделений Я.Б. Зельдович, Е.И. Забабахин, Г.М. Гандельман, Н.А. Дмитриев, В.П. Копышев и др. В научно-организационном плане неоценимой была роль Ю.Б. Харитона.

Предложенные способы определения параметров сжатых ударными волнами веществ позволили уже в 1947 г. провести первые измерения их характеристик.

Первым веществом, от знания свойств которого в определённый момент зависел результат испытания бомбы, было взрывчатое вещество (ВВ), входящее в её состав. Многим известна эпопея с получением параметров детонации этого ВВ (см., например, [1]), поэтому я не буду на ней останавливаться. Отметим лишь, что только благодаря Зельдовичу удалось устранить имеющиеся тогда различия в детонационных параметрах и тем самым снять острейший вопрос об испытании бомбы.

Первым, исследованным в 1947 г., металлом стал уран, сжатие которого было изучено при давлениях вплоть до 500 кбар.

Р.Ф. Трунин. ФГУП "Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики", г. Саров, Нижегородская обл., РФ
E-mail: root@gdd.vniief.ru

Измерения сначала проводились с использованием метода "откола", который, вследствие его небольшой точности, вскоре уступил место абсолютному методу "торможения" [2] и основанному на его принципах методу "отражения" [3].

Большинство измерений, результаты которых частично будут представлены в разделах 3 – 5, проведено двумя последними методами. Согласно им в опытах определяются два кинематических параметра: скорость ударной волны в образце D и скорость перемещения вещества за фронтом — так называемая массовая скорость U.

Скорость ударной волны в обоих методах определяется легко — надо лишь на пути её распространения в исследуемом образце установить датчики любого типа, реагирующие на высокие давления фронта, и зарегистрировать время прохождения волны между ними.

Для определения массовой скорости разработаны специальные способы, позволяющие косвенно определить этот параметр. Ознакомиться с ними можно по первоисточникам [2, 3]. Здесь мы лишь напомним, что в методе торможения, предложенном Альтшулером, скорость W подлетающего к мишени ударника в точности равна удвоенному значению массовой скорости U в мишени (если ударник и мишень состоят из одного материала). При применении метода отражения (Альтшулер, Крупников, Гандельман) должно быть известно уравнение состояния материала экрана, прикрывающего образцы со стороны подходящей к ним ударной волны, и параметры этой волны в экране. Массовая скорость U в исследуемом веществе находится из рассмотрения распада произвольного разрыва на диаграмме давление – массовая скорость.

Термодинамические параметры сжатого вещества — давление, плотность и энергия ударного сжатия — находятся через эти кинематические величины из законов сохранения импульса $P - P_0 = DU/V_0$, массы $V/V_0 = (D - U)/D$ и энергии $E - E_0 = 0{,}5(P + P_0)(V_0 - V)$. Здесь P, V и E — давление, удельный объём и внутренняя энергия, индекс "0" относится к начальным значениям этих величин. Температура ударно-сжатых веществ непосредственно не измеряется, а находится из уравнения состояния (УРС), сконструированного на основе этих параметров.

Уравнения сохранения определяют так называемую адиабату Гюгонио — адиабату исследуемого вещества $P_{\text{H}} = P_{\text{H}}(V, P_0, V_0)$, представляющую собой совокупность термодинамических состояний, возникающих в результате ударного сжатия вещества, находившегося в исходном состоянии при P_0 и V_0.

Адиабата Гюгонио — основной источник экспериментальной информации, на основе которого находятся уравнения состояния веществ. Другие ударно-волновые характеристики веществ: скорости звука за фронтом ударной волны, адиабаты расширения и двукратного сжатия, температуры ударного сжатия и т.п. непосредственно связаны с ударной адиабатой и во многом ею определяются. Именно поэтому при нахождении уравнений состояния веществ основное внимание уделяется исследованиям ударных адиабат.

Замечательным свойством ударных адиабат является то, что в $D-U$-координатах в широких диапазонах изменения этих параметров они аппроксимируются линейными или близкими к линейным зависимостями.

© Р.Ф. Трунин 2011

Это правило — линейность $D(U)$ — показано экспериментально в широких диапазонах изменения D и U в нескольких сотнях случаев исследования различных веществ — от газообразных до твёрдых в исходном состоянии. Конечно, такое представление является некоторым приближением к действительности, поскольку реально существуют "возмущения" на линейных представлениях $D(U)$, связанные с физическими процессами, происходящими при ударном сжатии: плавлением, испарением, диссоциацией и т.п. Это приводит к отклонениям от линейности, но не настолько большим, чтобы нельзя было говорить об общей тенденции-правиле — линейности адиабат на $D-U$-диаграммах.

Следует сказать и ещё об одном свойстве ударных адиабат, показанном экспериментально. При высоких параметрах ударных волн ($D > 10-15$ км с$^{-1}$) ударные адиабаты "выходят" на единый наклон $D'_U \approx 1{,}2$, характерный как для разных веществ, так и для веществ с разными исходными плотностями.

Для определения кинематических параметров D и U во ВНИИЭФ используются в основном два типа измерительных устройств: "плоские" устройства [4], создающие в исследуемых образцах плоскую стационарную ударную волну, и сферические (точнее, полусферические) [5], в которых формируются сферические ударные волны, "сходящиеся" к центру системы.

Почти до конца прошлого века существовал и третий источник ударных волн, существенно превосходящий первые два. Это созданные подземными ядерными взрывами мощные ударные волны в горных породах, которые можно было использовать в качестве инструмента для решения исследовательских задач [6].

Может возникнуть вопрос: зачем вообще нужно стремиться к увеличению давлений? Ведь ещё в 1947 г. получено давление 0,5 Мбар в уране! Может быть, этим и ограничиться? Но при работе атомного заряда сжатие входящих в него веществ осуществляется при разных давлениях, в том числе во много раз превышающих указанную величину. Поэтому исследовать эти состояния было необходимо. Чем в течение последующих лет активно и занималась наша лаборатория.

2. Измерительные устройства

Универсальным измерительным устройством для определения ударного сжатия веществ является предложенный в 1948 г. Альтшулером, Забабахиным, Зельдовичем и Крупниковым полусферический измерительный заряд. Его схематическое устройство неоднократно демонстрировалось во многих публикациях (см., например, [5, 7, 8]) и поэтому здесь не приводится. Напомним лишь, что заряд представляет собой полусферу из мощного взрывчатого вещества, которая одновременно инициируется по всей своей внешней поверхности. Во внутреннюю (также полусферическую) полость заряда вложена стальная полусфера — ударник, — которая продуктами взрыва сходящейся детонационной волны разгоняется к центру системы и на выбранном для исследований радиусе ударяет по мишени с исследуемыми образцами, транслируя в них сходящуюся ударную волну. Первые измерительные устройства этого типа обладали рядом недостатков (недостаточно хорошая симметрия сходящейся ударной волны, неопределённость учёта нестационарности волн, разноплотность взрывчатого состава и т.п.). Поэтому в 1960-х годах эти устройства были усовершенствованы [5, 7, 8] в плане сведения к минимуму упомянутых и других недостатков: было использовано более мощное и вместе с тем более стабильное по плотности взрывчатое вещество, фокусирующая система заменена более совершенной. Это привело к заметному улучшению симметрии волн, что, в свою очередь, позволило уменьшить толщины образцов и сделало более определённым учёт нестационарности. Между ударником и ВВ был установлен воздушный зазор, смягчающий давление первой волны, выходящей на ударник. Эти и некоторые другие изменения способствовали стабилизации исходных параметров заряда. Скорость оболочки, измеренная на различных радиусах её движения, изменяется от 7 км с$^{-1}$ на "высоких" радиусах до 23 км с$^{-1}$ на "глубоких".

Современная схема заряда была отработана Л.В. Альтшулером, А.А. Бакановой, Н.В. Пановым и Р.Ф. Труниным.

3. Динамика роста исследованных давлений

Рассмотрим динамику роста давлений при исследовании сжатия железа — одного из основных конструкционных материалов (похожая картина наблюдается и для урана, и других веществ). Соответствующая диаграмма приведена на рис. 1. Конечно, прежде всего обращает на себя внимание быстрый прогресс в увеличении достигнутых давлений. Уже в 1951 г. у нас были получены давления в железе больше 10 Мбар. Измерения были проведены Л.В. Альтшулером, К.К. Крупниковым, Б.Н. Леденёвым и М.И. Бражник. Штриховые вертикальные отрезки на рис. 1 означают, что у авторов результатов на то время имелись небольшие сомнения в отношении полученной точности высоких точек. Несколько позднее положение этих точек было подтверждено на современных измерительных устройствах с улучшенными характеристиками. Таким образом эти сомнения были сняты. Отметим, что близкие параметры на железе были достигнуты в США спустя более 30 лет!

Максимальные параметры при исследовании сжимаемости железа на лабораторных установках составляют у нас 18 Мбар; ещё бóльшие значения (25 Мбар) зафиксированы при исследовании тантала [8 – 10].

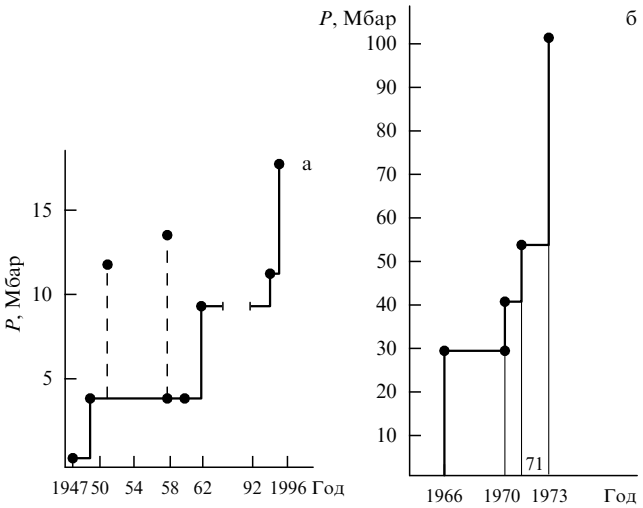


Рис. 1. Временны́е диаграммы роста давлений при исследовании ударно-волнового сжатия железа: (а) лабораторные исследования, (б) исследования при подземных ядерных взрывах.

Можно ли получить на сферических системах ещё более высокие давления? Да, можно. Но такие системы будут настолько дорогими, что следует хорошо подумать над целесообразностью их осуществления. Кроме того, уже достигнутые давления позволяют достаточно аккуратно выбрать теоретическую модель, пригодную для расчётов наших конструкций, в том числе, и при существенно бóльших давлениях, чем достигнутые в эксперименте.

На рисунке 1б демонстрируется рост давлений (также для железа) в условиях проведения полигонных ядерных взрывов.

Кратко напомню постановку этих опытов [6]. В штольне, неподалёку от испытуемого ядерного заряда, непосредственно в горной породе выполняется ровная технологическая площадка, центр которой перпендикулярен направлению на центр заряда. На площадке устанавливается измерительное устройство, которое представляет собой конструкцию, состоящую из стальной пластины-ударника и стальной мишени, расположенной на оптимальном расстоянии от пластины (с точки зрения выхода ударника на постоянную скорость полёта). Конструкция измерительного устройства предусматривает снижение ударно-волновых нагрузок на ударник и возмущений, распространяющихся перед ударником, на регистрирующую систему.

В связи с тем, что железо как эталонный материал играет важную роль в методе отражений, было проведено несколько измерений сжатия железа абсолютным методом торможения [2], в соответствии с которым в опытах одновременно измерялась скорость подлетающей стальной пластины-ударника и скорость ударной волны в мишени (сталь-3).

Измерения в трёх опытах оказались результативными. Их данные широко обсуждались в научной печати, на конференциях и т.п. (см., например, [6, 11, 12]), поэтому мы ограничимся лишь напоминанием основных результатов.

Были получены следующие параметры:

— давления в трёх образцах железа 41,3, 54,2 и 105,0 Мбар;

— плотности сжатых образцов 21,3, 23,00 и 26,5 г см$^{-3}$ соответственно;

— скорости подлетающего ударника 36,5, 42,7 и 60,8 км с$^{-1}$ соответственно.

Наши коллеги из США в подобных условиях, но значительно позднее, достигли лишь давления 20 Мбар (на молибдене).

Полученные точки определили положение ударной адиабаты железа во всём диапазоне исследованных давлений, вплоть до 105 Мбар. Тем самым они открыли дорогу для проведения измерений сжатия веществ как в лабораторных условиях, так и в условиях подземных ядерных испытаний при сверхвысоких давлениях (метод отражения, экран — железо).

Эти же результаты ответили и на вопрос о выборе наиболее адекватной эксперименту теоретической модели поведения вещества в области сверхвысоких давлений.

Рисунок 2 демонстрирует кривые сжатия металлов, исследованных у нас как в лабораторных условиях, так и при подземных ядерных взрывах. Обращает на себя внимание то, что на Mo и особенно на Al лабораторные и полигонные измерения при подземных ядерных взрывах по давлениям взаимно перекрываются и согласуются между собой. По-видимому, и для других элементов имеется такое же согласие. Это подтверждается совпадением аналогичных данных для сложных соединений типа плексигласа, каменной соли и др. [13, 14]. Кроме того, разумная интерполяция данных, относящихся к разным давлениям, говорит о том, что и для других металлов лабораторные и полигонные измерения соответствуют друг другу.

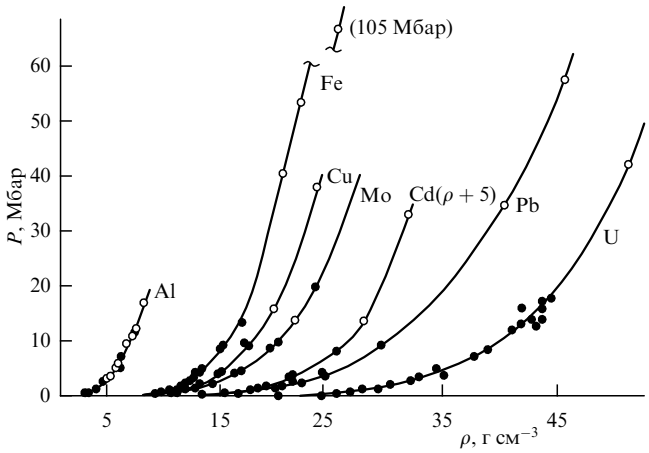


Рис. 2. Ударные адиабаты металлов, исследованных в лабораторных условиях (тёмные кружки) и при проведении подземных ядерных взрывов (светлые кружки). Надпись на рисунке "Cd (ρ + 5)" означает, что для удобства представления все значения плотности для соответствующей адиабаты сдвинуты по горизонтальной оси на 5 г см$^{-3}$.

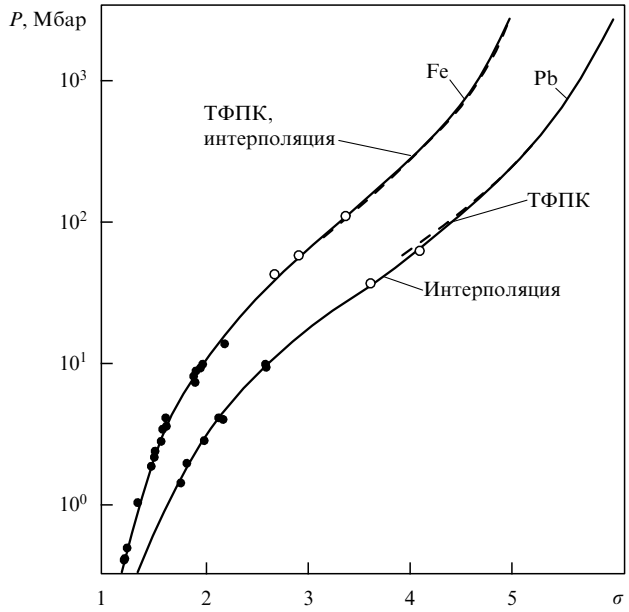


Рис. 3. Интерполяционные ударные адиабаты железа и свинца: ● — лабораторные измерения, ○ — измерения при подземных ядерных взрывах, штриховые кривые — результаты расчёта по модели ТФПК, сплошные кривые — интерполяция.

Рассмотрим теперь, как полученные экспериментальные данные соответствуют используемой у нас теоретической зависимости. На рисунке 3 для примера приведены данные по железу и свинцу. Штриховая кривая — расчётная адиабата по модели Томаса – Ферми с учётом

взаимодействия ядер (ТФПК — аббревиатура от "модель Томаса – Ферми + поправки Калиткина и Копышева"). При давлениях порядка 100 Мбар расчётные и экспериментальные адиабаты практически совпадают, вплоть до совпадения их производных.

Примерно та же картина имеет место и для других металлов [6, 7]. Отметим вместе с тем, что другие теоретические модели значительно хуже соответствуют эксперименту [6].

Экспериментальное доказательство справедливости модели ТФПК открыло большие возможности для продвижения исследований сжимаемости различных веществ в область сверхвысоких давлений. И эти возможности были достаточно полно использованы.

В заключение отметим, что всего в нашей лаборатории было исследовано ударное сжатие более 250 веществ. В это число входят практически все металлы периодической системы, включая изотопы водорода и ряд трансурановых элементов, сплавы металлов, оксиды, гидриды и нитриды металлов, значительное число минеральных образований, большинство представителей органических соединений, жидкости и т.д. Сюда можно добавить более ста ударных адиабат поверхностных горных пород [15].

4. Сжатие пористых металлов

Перейдём теперь к рассмотрению исследований ударного сжатия пористых металлов, т.е. металлов с искусственно сниженной исходной плотностью, когда средняя плотность образца $\rho_{00} = \rho_0/m$ (m — степень пористости). На необходимость исследования таких систем впервые указал Зельдович в конце сороковых годов прошлого века. Интерес к этим системам связан, прежде всего, с их значением для выбора и обоснования моделей уравнений состояния веществ, в частности тепловых составляющих этих уравнений [16]. Действительно, ударные адиабаты пористых веществ занимают на $P(\rho)$-диаграмме основную площадь слева от адиабаты с исходной кристаллической плотностью ρ_0. Кроме того, они характеризуются существенно более высокими температурами разогрева образцов по сравнению с температурой на адиабате вещества с исходной плотностью ρ_0. Поэтому исследования пористых веществ фактически дают для тестирования параметров моделей широкое поле различных состояний.

Первые измерения сжимаемости пористых образцов железа относятся к концу 1940-х годов [3].

В [17] при исследовании вольфрама впервые был обнаружен парадоксальный эффект, а именно: для исходных плотностей, меньших некоторых критических ρ_{00}, приложение к образцу давлений даже в несколько мегабар не сжимает его до исходной плотности кристаллического вольфрама.

В [18] измерения проведены на четырёх металлах (железо, свинец, алюминий и медь). Существенно увеличен потолок давлений, который достиг 9 Мбар. В работе [18] впервые было предложено интерполяционное уравнение состояния, основывающееся на данных исследований ударных адиабат пористых и сплошных металлов.

Значительно более подробно общие закономерности сжатия пористых металлов и различных соединений (при широкой вариации исходных плотностей) исследованы в [19 – 25]. Например, только для одного никеля получено 13 (!) "пористых" адиабат.

Во всех этих исследованиях использовался метод "отражения".

При получении экспериментальных данных много внимания уделялось методическим вопросам, связанным с влиянием особенностей порошковых образцов на конечные результаты регистраций.

Изучалось влияние размера частиц, влияние воздуха и влажности образцов на параметры ударных волн. Соответствующие измерения проводились как в лабораторных, так и в полигонных опытах [26, 27]. Общий вывод на основе результатов этих исследований следующий: при разумной вариации исследуемых параметров показано отсутствие их влияния на характеристики ударных волн. Естественно, этот вывод справедлив только при существующих сегодня погрешностях эксперимента и технических возможностях регистрации. Вместе с тем данный вывод позволил считать ударноволновые режимы при сжатии пористых образцов близкими к равновесным, что свело проведение экспериментов к стандартной постановке и значительно упростило интерпретацию результатов.

Всего в [15] исследована сжимаемость 16 металлов. Кроме никеля — это медь (9 адиабат), молибден (8); менее других металлов изучен магний (одна "пористая" адиабата). На каждой адиабате было получено по 8 – 12 экспериментальных точек. В качестве примера мы приведём данные по сжимаемости никеля (рис. 4). Такой же характер имеют ударные адиабаты и для других металлов.

Видно, что пористые ударные адиабаты заполняют практически всю плоскость $P-\rho$ слева от адиабаты с $m = 1$. Наибольшая пористость (наименьшая исходная плотность) — у крайней левой адиабаты. Её начальная плотность составляет 0,32 г см$^{-3}$.

Характерные особенности адиабат следующие.

1. На каждой из адиабат имеются два участка разного наклона. Первый, пологий, участок "стелется" вдоль оси абсцисс и заканчивается при плотностях, близких к нормальной плотности металла. Давления на адиабатах этого участка практически совпадают друг с другом (в масштабе рисунка) и близки к оси абсцисс. На рисунке 4 они не приведены.

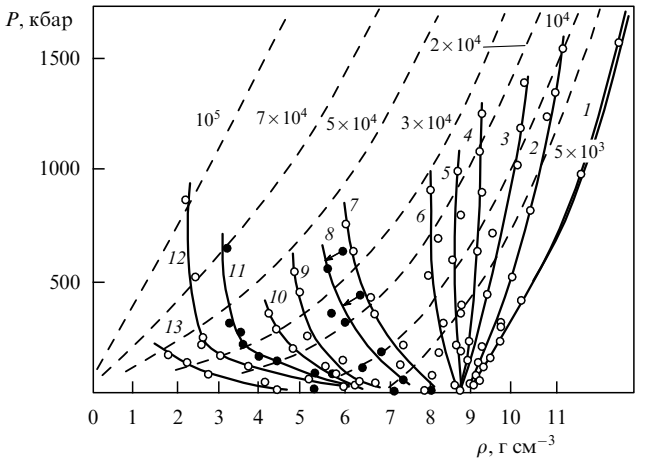


Рис. 4. $P-\rho$-диаграмма никеля. Лабораторные измерения. Порядковые номера адиабат (*1 – 13*) соответствуют степени пористости $m = \rho_0/\rho_{00}$ = 1,1, 1,41, 1,72, 2,0, 2,3, 2,7, 4,55, 5,5, 7,2, 10, 15, 20, 28. Штриховые кривые — расчётные изотермы по [28, 29], числа у изотерм — значения температур.

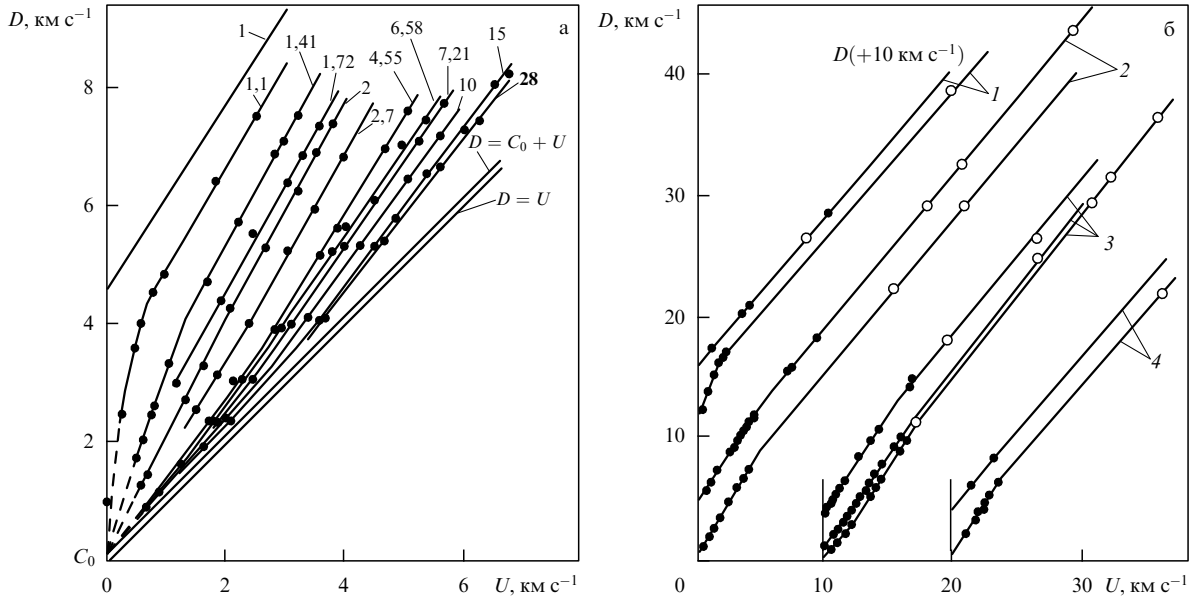


Рис. 5. (а) $D-U$-диаграмма никеля. Лабораторные измерения. Числами у адиабат обозначены соответствующие значения пористости. (б) $D-U$-диаграммы "сплошных" и "пористых" металлов: *1* — молибден ($m = 1{,}0, 1{,}23$), *2* — железо ($m = 1{,}0, 3{,}3$), *3* — медь ($m = 1{,}0, 3{,}1, 4{,}0$), *4* — вольфрам ($m = 1{,}0, 3{,}1$); ● — лабораторные данные, ○ — измерения при подземных взрывах. (Для наглядности все скорости ударной адиабаты Mo (адиабата *1*) сдвинуты вверх по оси на 10 км с$^{-1}$.)

Второй участок начинается с резкой смены (с изменением знака производной $\mathrm{d}P/\mathrm{d}\rho$) наклона адиабаты. Давление, при котором это происходит, составляет от нескольких единиц до нескольких десятков кбар. Это так называемое "давление упаковки" — та минимальная величина, при которой в эксперименте достигается плотность сжатого вещества, наиболее близкая к нормальной плотности. Каждой пористости отвечает своё значение "давлений упаковки".

2. Вторые участки — крутые, малосжимаемые ветви, характеризующиеся различными наклонами: при $m < 2$ наклон $\mathrm{d}P/\mathrm{d}\rho > 0$, в интервале $2 < m < 3$ $\mathrm{d}P/\mathrm{d}\rho \sim \infty$ и, наконец, при $m > 3$ наклон $\mathrm{d}P/\mathrm{d}\rho < 0$.

Максимальная температура, рассчитанная по УРС [28, 29], соответствует пористой адиабате никеля с исходной плотностью 0,45 г см$^{-3}$ и составляет 110 тысяч градусов при давлении 0,9 Мбар. Для сравнения, на "сплошной" адиабате та же температура достигается при давлении около 16 Мбар.

Наконец, нельзя не рассмотреть хотя бы два рисунка ударных адиабат в первичных координатах, т.е. тех, в которых получаются экспериментальные данные.

На рисунке 5а приведены те же данные по никелю. Видно, что адиабаты пористых образцов занимают плоскость между адиабатой "сплошного" вещества ($m = 1$) и прямой $D = C_0 + U$, смещённой относительно биссектрисы $D = U$ на величину C_0 ($C_0 \geqslant 0{,}1$ км с$^{-1}$ — минимальная величина D из всех значений, полученных при экстраполяции к оси ординат пористых ударных адиабат).

Эта прямая ограничивает в $D-U$-плоскости проведение исследований кинематических параметров зоной, расположенной слева от нее: "заходить" за прямую вправо запрещают законы сохранения. Со стороны малых m естественным ограничением является положение адиабаты с $m = 1$. Подобные ситуации имеют место и для других металлов.

Из рисунка 5 видно, что мы практически подошли к ограничительной прямой и дальнейшее увеличение пористости, т.е. получение адиабат при ещё меньших исходных плотностях, чем 0,32 г см$^{-3}$, вряд ли целесообразно. Обращает на себя внимание характерный вид пористых адиабат, исходящих из окрестности единой начальной точки и "подстраивающихся" под ход адиабаты с нормальной плотностью.

Наконец, на рис. 5б в тех же координатах приведены лабораторные и полученные при подземных ядерных испытаниях данные. Что здесь примечательного? При некоторых скоростях ударные адиабаты, отвечающие разным m, становятся прямыми, примерно параллельными друг другу, с близким общим наклоном $\mathrm{d}D/\mathrm{d}U \approx$ $\approx 1{,}2$, что свидетельствует о выравнивании их динамических свойств. Кстати, и сами адиабаты, и их наклон при этих условиях соответствуют расчётным параметрам, полученным по модели ТФПК.

5. Сжатие изотопов водорода

В заключение приведём полученные у нас в последние годы результаты исследования ударного сжатия изотопов водорода — протия и дейтерия. Одна из целей этих исследований — проверка результатов, полученных американскими исследователями из Ливерморской национальной лаборатории, которые при давлениях, бóльших 400 кбар, с использованием лазерной установки Nova обнаружили аномальное увеличение сжатия жидкого дейтерия, при котором его плотность увеличивалась от 0,6 г см$^{-3}$ до $\approx 0{,}9$ г см$^{-3}$ [30, 31]. По своему характеру адиабата (рис. 6) при этих давлениях напоминала зависимость, соответствующую фазовому переходу первого рода с большим скачком плотности.

Эти данные вызвали немалые сомнения как у нас в стране, так и за рубежом. Поэтому было решено проверить американские результаты на взрывных установках нашего института в сопоставимой области давлений.

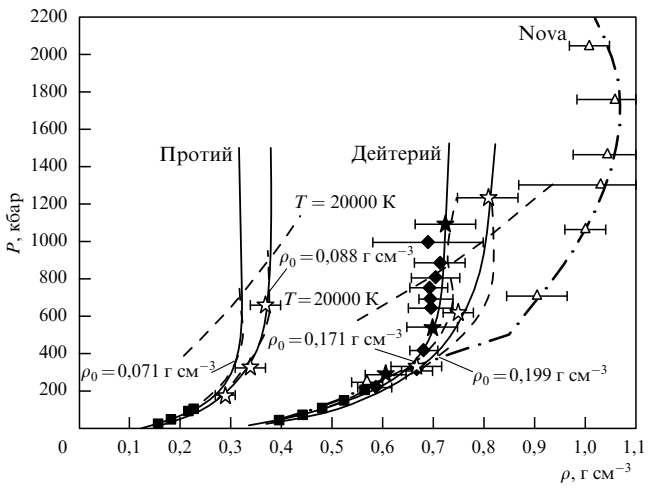


Рис. 6. Ударные адиабаты изотопов водорода: ■ — измерения при низких давлениях (американские данные), ◆ — данные [32, 33], △ — данные [30, 31], ★, ☆ — измерения ВНИИЭФ (соответственно жидкое и твёрдое исходные состояния).

Для большей убедительности измерения проводились не только на дейтерии (исходно жидкая и твёрдая фазы), но и на протии (твёрдая фаза). Одновременно с нами проверку результатов своих коллег провели и сотрудники Сандийской национальной лаборатории (на жидком дейтерии) [32, 33].

Конечно, целью наших исследований была не только проверка американских данных, но и получение, и это главное, тестовых данных, необходимых для определения параметров уравнений состояния изотопов водорода.

На рисунке 6 полученные данные приведены в $P-\rho$-координатах. Видно противоречие между данными, полученными в Ливерморе на установке Nova, и нашими данными, а также результатами в Сандийской лаборатории. Взаимные погрешности аппроксимирующих кривых, обусловленные совокупной неточностью наших данных и данных Сандийской лаборатории, не имеют общего перекрытия с результатами, полученными на Nova.

Это и является формальным доказательством ошибочности результатов Nova. По существу, внутренняя согласованность результатов [34–36], полученных по методике, многократно проверенной на нескольких сотнях независимых экспериментов (опыты на газовых пушках и взрывные системы с ВВ), уже сама указывает на ошибку результатов Nova.

Мы получили, помимо выяснения вопроса о скачкообразном изменении плотности жидкого дейтерия, данные по ударному сжатию исходно твёрдых фаз дейтерия и протия. В литературе нет публикаций на эту тему.

Отметим, что проверить результаты ливерморских исследователей предложил В.Е. Фортов, а сама работа выполнена при активной поддержке Р.И. Илькаева.

6. Заключение

В этом кратком сообщении мы совсем не коснулись результатов измерений других свойств веществ: изэнтропического и двукратного сжатия, скоростей звука, исследований фазовых превращений и т.п. Желающие могут ознакомиться с этими исследованиями по многочисленным публикациям в научных журналах.

И несколько слов об уравнениях состояния. Попытки получить уравнения состояния металлов в широкой области изменения термодинамических параметров без привлечения экспериментальных данных в области состояний, о которых идёт речь, предпринимались неоднократно как у нас в стране, так и за рубежом. Предпринимаются и до сих пор. Кстати, одна из первых попыток была сделана именно во ВНИИЭФ (Гандельман). Однако ни одна из этих попыток не оказалась удачной с точки зрения требований, предъявляемых у нас к этим уравнениям. Можно сказать, что для прикладных задач, стоящих перед ВНИИЭФ (и не только перед ним), преимущество у нас было отдано не априорным, а полуэмпирическим моделям.

Таких моделей существует несколько. Наибольшее распространение у нас получили варианты так называемых уравнений с тепловыми решёточными и электронными членами. Эти уравнения основываются, как правило, на твердотельных представлениях, хотя некоторые варианты учитывают и свойства жидкостей. Одним из недостатков указанных моделей являлось то, что они не учитывают испарение жидкости.

Этого недостатка лишён другой тип уравнений — модифицированная модель Ван-дер-Ваальса, применимость которой распространена на область повышенных сжатий жидкости. Модель учитывает различие в свойствах твёрдого тела и жидкости, а также испарение жидкости и ионизацию. По широте описания свойств металлов в различных состояниях фазовой диаграммы уравнение модифицированной модели Ван-дер-Ваальса обладает рядом преимуществ перед уравнениями других моделей.

Вообще, уравнения состояния — это, конечно, отдельная большая тема, которая требует специального рассмотрения. В связи с этим я с удовольствием рекомендую читателям обратиться к недавно вышедшей из печати книге В.П. Копышева [37].

И, наконец, нельзя не напомнить первопроходцев и тех, чьи заслуги в становлении и развитии физики высоких плотностей энергии были определяющими.

Прежде всего, это Л.В. Альтшулер, Е.И. Забабахин, Я.Б. Зельдович, С.Б. Кормер, К.К. Крупников, Ю.Б. Харитон — организаторы и руководители исследований, проводимых по этой тематике в Ядерном центре Советского Союза.

Их ближайшие коллеги и руководители отдельных направлений исследований во ВНИИЭФ — это А.А. Баканова, М.И. Бражник, Ф.В. Григорьев, Н.А. Дмитриев, М.В. Жерноклетов, В.Н. Зубарев, А.Г. Иванов, В.П. Копышев, Б.Н. Леденёв, А.Б. Медведев, В.Н. Минеев, С.А. Новиков, М.Н. Павловский, М.А. и А.М. Подурцы, Г.В. Симаков, М.В. Синицин, В.Д. Урлин, А.И. Фунтиков, К.Б. Юшко и многие другие.

В этом кратком сообщении рассказано лишь о *небольшой доле* результатов, полученных в нашей лаборатории ВНИИЭФ. Вместе с тем много интересных и важных исследований проведено и во втором Российском ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте технической физики (Е.Н. Аврорин), в московских институтах (В.Е. Фортов), Сибирском отделении РАН (В.М. Титов) и некоторых других организациях.

Но сегодня не им, а нам — 65 лет.

Список литературы

1. Альтшулер Л В *УФН* **85** 197 (1965) [Al'tshuler L V *Sov. Phys. Usp.* **8** 52 (1965)]
2. Альтшулер Л В, Крупников К К, Бражник М И *ЖЭТФ* **34** 886 (1958) [Al'tshuler L V, Krupnikov K K, Brazhnik M I *Sov. Phys. JETP* **7** 614 (1958)]
3. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **34** 874 (1958) [Al'tshuler L V *Sov. Phys. JETP* **7** 606 (1958)]
4. Альтшулер Л В и др. *ФТТ* **5** 279 (1963)
5. Альтшулер Л В и др. *УФН* **166** 575 (1996) [Al'tshuler L V *Phys. Usp.* **39** 539 (1996)]
6. Трунин Р Ф *УФН* **164** 1215 (1994) [Trunin R F *Phys. Usp.* **37** 1123 (1994)]
7. Трунин Р Ф, в сб. *Ударные волны и экстремальные состояния вещества* (Под ред. В Е Фортова и др.) (М.: Наука, 2000) с. 76
8. Трунин Р Ф *УФН* **171** 387 (2001) [Trunin R F *Phys. Usp.* **44** 371 (2001)]
9. Трунин Р Ф, Панов Н В, Медведев А Б *Хим. физ.* **14** (2–3) 97 (1995)
10. Трунин Р Ф, Панов Н В, Медведев А Б *Письма в ЖЭТФ* **62** 572 (1995) [Trunin R F, Panov N V, Medvedev A B *JETP Lett.* **62** 591 (1995)]
11. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **102** 1433 (1992) [Trunin R F *JETP* **75** 777 (1992)]
12. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **103** 2189 (1993) [Trunin R F *JETP* **76** 1095 (1993)]
13. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **108** 851 (1995) [Trunin R F *JETP* **81** 464 (1995)]
14. Трунин Р Ф *ТВТ* **35** 901 (1997) [Trunin R F *High Temp.* **35** 888 (1997)]
15. Трунин Р Ф и др., в сб. *Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ* (Под ред. Р Ф Трунина) (Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2001)
16. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **32** 1577 (1957) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **5** 1287 (1957)]
17. Крупников К К, Бражник М И, Крупникова В П *ЖЭТФ* **42** 675 (1962) [Krupnikov K K, Brazhnik M I, Krupnikova V P *Sov. Phys. JETP* **15** 470 (1962)]
18. Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **42** 686 (1962) [Kormer S B et al. *Sov. Phys. JETP* **15** 477 (1962)]
19. Трунин Р Ф, Симаков Г В *ЖЭТФ* **103** 2180 (1993) [Trunin R F, Simakov G V *JETP* **76** 1090 (1993)]
20. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **96** 1024 (1989) [Trunin R F et al. *JETP* **69** 580 (1989)]
21. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Панов Н В *ТВТ* **39** 430 (2001) [Trunin R F, Simakov G V, Panov N V *High Temp.* **39** 401 (2001)]
22. Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Физ. Земли* (11) 72 (1991)
23. Трунин Р Ф и др. *ТВТ* **37** 732 (1999) [Trunin R F et al. *High Temp.* **37** 702 (1999)]
24. Трунин Р Ф, Панов Н В *ТВТ* **38** 754 (2000) [Trunin R F, Panov N V *High Temp.* **38** 728 (2000)]
25. Трунин Р Ф, Симаков Г В, в сб. *Труды РФЯЦ–ВНИИЭФ* (Под ред. Р И Илькаева) (Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2003) с. 234
26. Зубарев В Н и др., в сб. *Докл. 1-го Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям* Т. 1 (М.: ВНИИФТРИ, 1974) с. 61
27. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **95** 631 (1989) [Trunin R F *Sov. Phys. JETP* **68** 356 (1989)]
28. Медведев А Б *Вопр. атом. науки и тех. Теор. и прикл. физ.* (1) 23 (1990)
29. Медведев А Б *Вопр. атом. науки и тех. Теор. и прикл. физ.* (1) 12 (1992)
30. Da Silva L B et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 483 (1997)
31. Collins G W et al. *Phys. Plasmas* **5** 1864 (1998)
32. Knudson M D et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 225501 (2001)
33. Knudson M D et al. *Phys. Rev. B* **69** 144209 (2004)
34. Boriskov G V et al. *Phys. Rev. B* **71** 092104 (2005)
35. Трунин Р Ф и др. *ЖТФ* **76** (7) 90 (2006) [Trunin R F et al. *Tech. Phys.* **51** 907 (2006)]
36. Трунин Р Ф, Урлин В Д, Медведев А Б *УФН* **180** 605 (2010) [Trunin R F, Urlin V D, Medvedev A B *Phys. Usp.* **53** 577 (2010)]
37. Копышев В П *Теория уравнений состояния* (Саров: ФГУП "РФЯЦ–ВНИИЭФ", 2009)

PACS numbers: 84.30.Ng, **84.70.+p**, **85.70.–w**
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201104k.0422

Взрывомагнитные генераторы энергии и их применение в научных экспериментах

Б.Е. Гриневич, В.А. Демидов,
А.В. Ивановский, В.Д. Селемир

1. Введение

Поиски источников энергии, которые по энергозапасу приближались бы к взрывчатым веществам (ВВ), неизбежно приводят к мысли об использовании электрического или магнитного полей. Однако запас удельной энергии в диэлектриках $(\varepsilon_0 \varepsilon E^2/2)$ и магнетиках $(\mu_0 \mu H^2/2)$ обычно невелик — порядка 100 Дж л$^{-1}$.

В результате оказывается, что создание конденсаторных батарей, способных аккумулировать энергию в диапазоне нескольких десятков мегаджоулей, — задача весьма сложная и дорогостоящая. Для ВВ удельная энергия составляет $\rho D^2/16 \approx 10$ МДж л$^{-1}$ (где ρ — плотность ВВ, D — скорость волны детонации). Можно попытаться перевести эту энергию в энергию магнитного поля, одновременно увеличивая концентрацию энергии. Впервые эту идею высказал А.Д. Сахаров [1] в 1951 г. Он указал, что при сохранении магнитного потока путём быстрого уменьшения индуктивности контура с током, сближая с помощью взрыва прямой и обратный проводники, энергию ВВ можно преобразовать в энергию магнитного поля, причём тем эффективнее, чем больше энергия поля по сравнению с джоулевым теплом.

А.Д. Сахаровым предложены два типа генераторов, реализующих магнитную кумуляцию: генераторы поля и генераторы энергии [2]. Существует два основных ограничения, накладываемых на скорость сжатия магнитного потока. Во-первых, сжатие должно быть достаточно быстрым, для того чтобы выполнялось условие $\mathrm{d}L/\mathrm{d}t \gg R$ и нагрузка не повреждалась действием пондеромоторных сил. Во-вторых, поскольку при быстром изменении потока Φ появляется высокое электрическое напряжение $U = -L\,\mathrm{d}I/\mathrm{d}t$, требуется обеспечить достаточно прочную электрическую изоляцию, предохраняющую от электрических пробоев. Для эффективной работы генератора необходимо поддерживать напряжение постоянным на максимально допустимом уровне. При отсутствии потерь потока это может быть достигнуто при экспоненциальном законе вывода индуктивности.

2. Принцип работы и основные характеристики дискового взрывомагнитного генератора

На рисунке 1 схематически изображён дисковый взрывомагнитный генератор (ДВМГ). Когда магнитный поток в генераторе достигает заданной величины, контур генератора замыкается, захватывая таким образом введённый магнитный поток. В тот же момент с помощью

Б.Е. Гриневич, В.А. Демидов, А.В. Ивановский, В.Д. Селемир.
ФГУП "Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики", г. Саров, Нижегородская обл., РФ
E-mail: ivanovsky@elph.vniief.ru

© Б.Е. Гриневич, В.А. Демидов,
А.В. Ивановский, В.Д. Селемир 2011

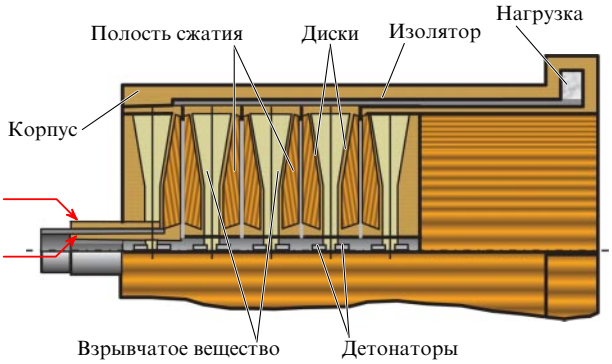


Рис. 1. Дисковый взрывомагнитный генератор.

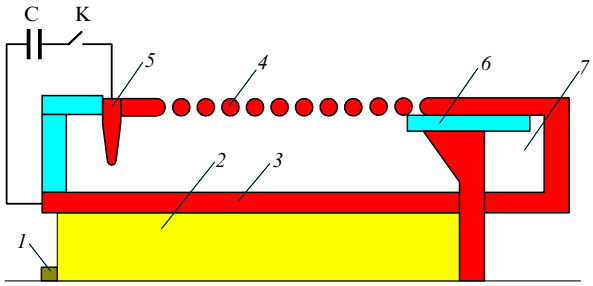


Рис. 2. Спиральный взрывомагнитный генератор: *1* — электродетонатор, *2* — заряд ВВ, *3* — лайнер, *4* — соленоид (статор), *5* — замыкающий штырь (кроубар), *6* — изолятор, *7* — нагрузка, C — конденсатор, K — разрядник.

системы инициирования подрываются в синхронном режиме заряды ВВ по оси. Под действием продуктов взрыва токопроводящие пластины, схлопываясь, сжимают магнитный поток во всех полостях одновременно и вытесняют его из полостей сжатия через передающую линию в нагрузку. Форма токопроводящих пластин выбрана таким образом, чтобы сжатие осуществлялось по экспоненциальному закону.

Приведём результаты испытаний [3] одного из первых ДВМГ диаметром 400 мм, созданного по схеме, приведённой на рис. 1. Устройство состояло из двухкаскадного взрывомагнитного генератора (ВМГ) и индуктивной нагрузки L_{load}.

В эксперименте при начальном магнитном потоке ≈ 1 Вб, введённом в контур устройства с помощью конденсаторной батареи, предусилителем формировался начальный импульс тока с амплитудой 6,5 МА, который затем усиливался ДВМГ до 90 МА. Получен высокий коэффициент сохранения магнитного потока — $\eta \approx 0{,}6$. В ДВМГ запасена энергия ≈ 10 МДж.

Возможность увеличения энергии в полезной нагрузке путём наращивания числа элементов в ДВМГ была проверена в эксперименте с десятимодульным ДВМГ диаметром 400 мм. При конечной индуктивности ДВМГ 4,7 нГн энергия магнитного поля составила 25 МДж, из них 15 МДж — в нагрузке.

К настоящему времени создано семейство ДВМГ с зарядами ВВ диаметром от 240 мм до 1000 мм (см. таблицу). В работах с ДВМГ достигнуты следующие параметры [4–15]: коэффициент усиления энергии 10–30; характерное время 3–10 мкс; удельная энергия 600 Дж см$^{-3}$; выходная энергия 200 МДж; скорость лайнера массой 1 г 50 км с$^{-1}$ [16], массой 0,25 кг — 15 км с$^{-1}$ [17], а также экспериментально подтверждена возможность квазисферического схлопывания лайнера под действием аксиально симметричного магнитного поля [11].

Россия (Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (ВНИИЭФ)) обладает монополией на ДВМГ. Усилия по созданию ДВМГ, многократно предпринимавшиеся за рубежом, к успеху не привели.

3. Спиральные взрывомагнитные генераторы

Спиральные взрывомагнитные генераторы (СВМГ), имея существенно бóльшие индуктивность и скорость её вывода (уменьшения), по сравнению с таковыми в других типах взрывомагнитных генераторов, могут эффективно работать с нагрузкой с широким диапазоном индуктивности и сопротивления (рис. 2). Основными элементами СВМГ являются расположенные коаксиально цилиндрический соленоид и металлическая труба с зарядом ВВ, электрически соединённые друг с другом через нагрузку. Магнитный поток, создаваемый в объёме генератора внешним источником энергии, сжимается центральной трубой, которая при инициировании заряда ВВ с противоположного от нагрузки торца разлетается под действием продуктов детонации в виде конуса, перемещающегося вдоль оси устройства со скоростью детонации [1, 2]. Центральная труба изготовляется из мягкой меди или мягких сплавов алюминия.

Эффективность СВМГ сильно зависит от распределения витков по длине соленоида. Генераторы с возрастающим шагом витков в направлении нагрузки обеспечивают значительно больший ток и более высокое усиление энергии, чем СВМГ с постоянным шагом.

Таблица. Результаты экспериментов с ДВМГ

Диаметр заряда ВВ, мм	Число элементов	Масса ВВ в одном элементе, кг	Ток запитки, МА	Индуктивность нагрузки, нГн	Ток в нагрузке, МА	Магнитная энергия в нагрузке, МДж	Характерное время нарастания тока в нагрузке, мкс	Литература
240	3	2	5,2	1,5	60	2,7	$\approx 3{,}5$	[12]
250	3	0,9	6,1	1,14	62,6	2,25	4,4	[13]
400	10	6,7	6,1	4,7	102	24,7	≈ 5	[14]
480	5	16	8,1	6,8	90	28	$\approx 6{,}5$	[15]
1000	5	38	10	4	225	90	≈ 10	[14]
	5	54	14,6	5,8	265	205	12	[9]

Распределение витков вдоль оси статора должно обеспечивать постоянство максимального напряжения в генераторе [18]. Электрическая прочность изоляции витков должна быть не ниже 100 кВ мм$^{-1}$ [19].

Генерирование магнитной энергии в СВМГ происходит за счёт работы, совершаемой разлетающейся центральной трубой против давления магнитного поля. Выражение для мощности СВМГ в общем случае имеет вид

$$P = \frac{\mu_0}{2} \int_S H^2(t)\, V_\perp(t)\, \mathrm{d}S\,,$$

где H — напряжённость магнитного поля на поверхности трубы, S — площадь поверхности трубы, $V_\perp$ — радиальная скорость стенки трубы.

Отсюда видно, что для увеличения мощности СВМГ необходимо в конце его работы обеспечить максимальные значения H, $V_\perp$ и S. Магнитное поле в реальных генераторах ограничивается величиной порядка 1 МГс. Скорость радиального разлёта трубы $V_\perp$ связана с энергетическими свойствами ВВ. Площадь деформирующегося участка центральной трубы зависит от начальной геометрии трубы и заряда ВВ на конечном участке генератора, а также от способа инициирования заряда на этом участке.

В [20] для рационального использования ВВ предложена труба с коническим расширением в сторону нагрузки. Для повышения мощности СВМГ в [21, 22] толщина стенки конусной части центральной трубы равномерно уменьшается в направлении расширения трубы.

Важнейшим фактором, ограничивающим энергию и мощность СВМГ, является осевое смещение крайних со стороны нагрузки витков под действием магнитного поля. В результате чего изоляция разрушается и витки перемыкаются, что приводит к большим потерям магнитного потока. Этот эффект необходимо учитывать при конструировании СВМГ [22].

Одним из самых мощных СВМГ, созданных во ВНИИЭФ, является генератор с внутренним диаметром витков 240 мм [23]. При начальной энергии $\approx$ 40 кДж он обеспечивает в нагрузках 50 – 120 нГн ток до 15 МА, магнитную энергию $\approx$ 8 МДж. Характеристики генератора превосходят мировой уровень по удельной энергии в 2 – 3 раза, по коэффициенту усиления энергии в 10 – 20 раз и быстроходности примерно в 2 раза.

4. Проблемы формирования токового импульса

Время накопления энергии в ВМГ сравнительно велико (несколько десятков микросекунд), что, в частности, затрудняет их использование в экспериментах по нагреванию высокотемпературной плазмы путём сжатия её тонкими лайнерами. Это связано с развитием неустойчивостей. Для сокращения времени протекания тока до микросекундного уровня применяют схему коммутации, в которой накопительный контур ВМГ и нагрузка включены параллельно через размыкатель тока (рис. 3). Этот способ формирования токового импульса позволяет существенно увеличить крутизну импульса тока в нагрузке.

Во ВНИИЭФ разработаны размыкатели тока нескольких видов: взрывные с использованием ВВ [24, 25], электровзрывные [26 – 28] и лайнерные [29].

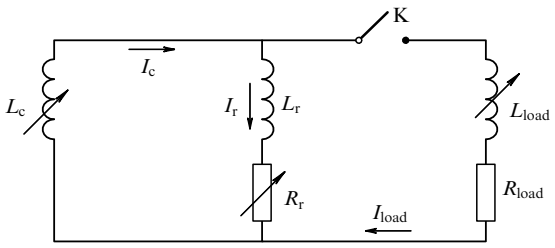


Рис. 3. Электрическая схема с размыкателем тока: L_c, L_r, L_{load} — индуктивности конечного контура ВМГ, цепи разрыва и нагрузки соответственно; R_r, R_{load} — сопротивления размыкателя и нагрузки; K — ключ (разрядник); I_c, I_r, I_{load} — токи в разрываемом контуре, размыкателе и нагрузке соответственно.

Принцип действия взрывного размыкателя тока (ВРТ) основан на механическом разрушении фольги с помощью заряда ВВ. Применение десяти параллельно включённых ВРТ позволило получить в нагрузке индуктивностью $\approx$ 1,5 нГн импульс тока амплитудой $\approx$ 50 МА с производной $\approx 4 \times 10^{13}$ А с$^{-1}$. Величина разрываемого тока при этом составила около 85 МА [30]. С помощью ВРТ в нагрузке индуктивностью 10 – 15 нГн был сформирован импульс тока амплитудой 20 МА со временем нарастания фронта $\approx$ 2 мкс [31]. В [12] от СВМГ с ВРТ в нагрузке 20 нГн получен импульс тока 6,6 МА с длительностью нарастания фронта 0,4 мкс. В [32] показана возможность использования ВРТ для обострения импульса тока ДВМГ.

Принцип действия электровзрывного размыкателя тока (ЭВРТ) основан на многократном возрастании сопротивления металлической фольги или проволоки при электрическом взрыве. Этот тип размыкателя широко используется в различных электрофизических установках. Такой размыкатель на основе медной фольги цилиндрической формы был применён во ВНИИЭФ в экспериментах с ДВМГ при токах 60 – 90 МА и мощности до $\approx$ 10 ТВт [27].

Лайнерный размыкатель в опыте с ДВМГ при токе $\approx$ 70 МА передал в нагрузку более 2 МДж энергии за время около 1 мкс [29].

В опытах с размыкателями достигнуты следующие максимальные параметры: линейная плотность тока $\approx$ 0,9 МА см$^{-1}$ (лайнерный размыкатель); переданные в нагрузку энергия и мощность $\approx$ 10 МДж и $\approx$ 10 ТВт (ЭВРТ); полный ток $\approx$ 85 МА (10 взрывных размыкателей); минимальное время нарастания фронта импульса тока в нагрузке, сформированного ВРТ, 0,3 мкс [12].

5. Применение взрывомагнитных генераторов

Одним из применений СВМГ является запитка дисковых генераторов. При этом очень важно, что для снижения теплового и механического воздействия тока на элементы ДВМГ спиральный генератор должен быть быстроходным, т.е. иметь малое характерное время нарастания тока [33].

Рассмотрим другие области использования СВМГ. Для работы камеры МАГО (МАГнитное Обжатие), включающей в себя два отсека, соединённых соплом Лаваля и заполненных дейтерий-тритиевой смесью, требуются два СВМГ, первый из них производит предварительную запитку камеры, по завершению которой включается источник быстрой запитки, состоящий из СВМГ и обострителя тока. В первом отсеке камеры

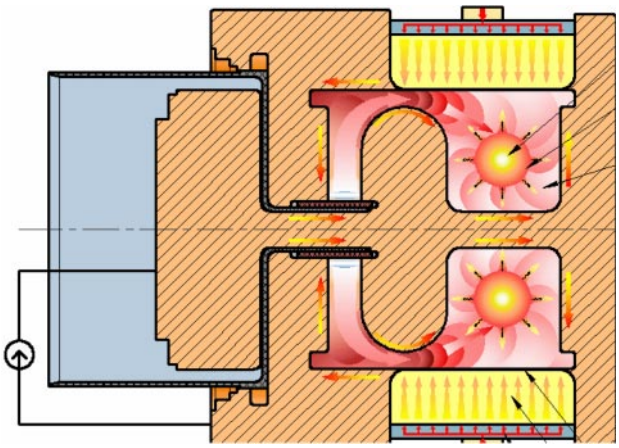


Рис. 4. Схема работы камеры МАГО.

возникает разряд в газе, в результате чего магнитное поле вмораживается в плазму. Образовавшаяся плазма под действием магнитного поля перетекает из первого отсека во второй через сопло. При быстром нарастании магнитного поля течение плазмы на выходе из сопла переходит в сверхзвуковой режим и во втором отсеке формируется ударная волна, в которой происходит торможение и нагрев плазмы [34, 35]. Схема работы камеры МАГО приведена на рис. 4. В камере было получено 5×10^{13} нейтронов за импульс. В [36, 37] предложен СВМГ, совмещающий в себе функции предварительной и быстрой запиток камеры МАГО.

На основе высокоиндуктивного СВМГ со статором диаметром 80 мм и камеры с плазменным фокусом создан взрывомагнитный импульсный нейтронный источник (ВМИНИ) [38]. При токе ≈ 1 МА ВМИНИ с высокой временнóй и амплитудной стабильностью генерировал около 10^{12} нейтронов за импульс.

Спиральный ВМГ диаметром 200 мм с ВРТ, формирующим ток более 5 МА с длительностью нарастания фронта 400 нс, применялся для запитки Z-пинча, при этом зафиксирована генерация импульса мягкого рентгеновского излучения (МРИ) с энергией ≈ 180 кДж и временем на полувысоте 20 нс [39]. Во ВНИИЭФ спиральные ВМГ впервые были применены для запитки сверхвысокочастотных генераторов [40].

СВМГ нашли применение для разгона твердотельных лайнеров до высоких скоростей. Наиболее известна серия из семи экспериментов *R-Damage*, проведённых совместно ВНИИЭФ и Лос-Аламосской национальной лабораторией (ЛАНЛ), по изучению динамического разрушения в сходящейся геометрии с использованием взрывомагнитного устройства в качестве драйвера цилиндрического алюминиевого лайнера, создающего осесимметричное ударное воздействие на исследуемую мишень [41]. Целью экспериментов являлось исследование особенностей зарождения и развития откольного разрушения, а также компактирования повреждённости в экструдированном алюминии марки "Alcan".

Серия экспериментов *R-Damage* продемонстрировала перспективность применения импульсных источников мощности на основе ВМГ для создания в конструкционных материалах импульсных нагрузок с контролируемой амплитудой и длительностью. В частности, простота реализации режима с двумя последовательными нестационарными ударными волнами в мишени открывает широкие возможности исследования особенностей процесса откольного разрушения и компактирования реальной повреждённой среды.

Результатом серии *R-Damage* стали полученная впервые информация о компактировании и верификация модели компактирования.

К преимуществам представленной методики, по сравнению с нагружением с помощью ВВ, можно отнести: отсутствие подпора лайнера продуктами взрыва; безынерционность магнитного поля; возможность задания требуемого импульса тока (амплитуда, время нарастания и спада, длительность); высокую симметрию нагружения; возможность сохранения исследуемых мишеней.

При запитке током высокоимпедансных нагрузок на первое место выдвигается проблема генерации высоких энергий в конечном контуре ВМГ и передача её с помощью повышающих трансформаторов в нагрузку. Одной из задач, решаемых с помощью ВМГ по этой схеме, являлась накачка неодимового и фотодиссоционного лазеров [42, 43]. Энергия лазерного излучения составляла около 100 кДж.

Спирально-коаксиальный ВМГ диаметром 160 мм с кабельным трансформатором обеспечивает в нагрузке 12–15 мкГн энергию до 2 МДж. Максимальное выходное напряжение достигало ≈ 200 кВ.

Возможность создания полностью автономных СВМГ позволяет применять их для испытания грозозащищённости важных промышленных объектов. В экспериментах по воспроизведению на защитном заземлении токового импульса молнии впервые зарегистрировано возникновение и развитие вдоль поверхности грунта мощных искровых каналов длиной до 30 м. В этих экспериментах при токе ≈ 70 кА активное сопротивление заземлителя уменьшилось более чем на порядок [44].

ДВМГ среднего класса (диаметр заряда ВВ 400 мм) был успешно применён в серии совместных экспериментов ВНИИЭФ и ЛАНЛ RHSR (Russian High Strain Rate) [45] по исследованию динамической прочности материалов методом роста возмущений при скоростях деформаций $d\varepsilon/dt = 10^5 - 10^6$ с$^{-1}$ в режиме безударного нагружения. Трёхслойный цилиндрический лайнер состоял из токонесущего алюминия, полиэтилена или воды и исследуемого материала (меди) (Al – H_2O (полиэтилен) – Cu). На внешней поверхности меди на двух последовательных участках были возбуждены осесимметричные синусоидальные возмущения с длинами волн $\lambda = 2$ и 4 мм.

В результате серии экспериментов RHSR получены данные о динамической прочности полиэтилена (2–3 кбар, больше статической в ≈ 20 раз), подтверждены данные о динамической прочности меди. Успех этой серии экспериментов был обусловлен стабильной работой системы импульсной мощности на основе ДВМГ — погрешность воспроизведения импульса тока составила $\leqslant 3\,\%$.

Одним из направлений инерционного термоядерного синтеза (ИТС) является генерирование мощных импульсов МРИ с энергией до ≈ 10 МДж за время ≈ 10 нс и обжатие этим излучением термоядерной мишени [46–48]. В проекте "Эмир" [48] для генерации МРИ используются одно- и двухкаскадные лайнеры из вольфрамовых проволок диаметром $\approx 0{,}01$ мм с запиткой их от ВМГ. На начальном этапе исследований применялись

Рис. 5. (а) Установка "Atlas" (Невада, США), создающая ток амплитудой до 30 МА за время $\approx$ 5 мкс; скорострельность — один эксперимент в две недели (стоимость капитальных затрат 43 млн долларов США). (б) СВМГ с ВРТ: ток 20 МА за 1 – 2 мкс (стоимость изготовления около 150 тыс. долларов США). (в) ДВМГ семейства "Поток": диаметр 400 мм, ток 100 МА за 6 мкс (стоимость изготовления около 250 тыс. долларов США). (г) ДВМГ семейства "Поток": диаметр 1000 мм, ток 300 МА за 10 мкс.

спиральные ВМГ диаметром 100 и 200 мм с ВРТ. В этих экспериментах токовые импульсы имели амплитуду 2,5 – 5,5 МА и длительность нарастания фронта 300 – 400 нс. Зарегистрирован выход МРИ до $\approx$ 180 кДж длительностью $\approx$ 20 нс и температурой $\approx$ 50 эВ [49]. При использовании 10-элементного ДВМГ с зарядами ВВ диаметром 240 мм и ЭВРТ в лайнерах были получены токи на уровне 14 МА с характерным временем нарастания 1,1 мкс. Энергия МРИ составляла $\approx$ 0,8 МДж [39]. На сегодня это самый мощный источник МРИ в России. В дальнейшем планируется применение ДВМГ с зарядами ВВ диаметром 480 мм с числом элементов от 5 до 15 и ВРТ. Ожидаемые токи в лайнере до $\approx$ 50 МА с временем нарастания $\approx$ 0,5 мкс. По расчётам энергия МРИ при таких параметрах тока должна составлять более 10 МДж.

Среди размыкателей, принципиально способных сформировать импульсы тока в несколько десятков мегаампер за время около 100 нс, следует отметить: электровзрывные, плазменные и плазменно-потоковые. Электровзрывные являются наиболее изученными и простыми. Вероятно, ответ на вопрос о возможности зажигания быстрее и дешевле удастся получить, используя ДВМГ диаметром 1000 мм, способный с применением электровзрывного фольгового размыкателя тока в виде змейки создать импульс тока амплитудой $\approx$ 150 МА с временем нарастания 1 – 2 мкс в нагрузке $\approx$ 10 нГн. Работоспособность электровзрывного размыкателя такого типа проверена в опыте с 10-элементным ДВМГ диаметром 250 мм [50].

Для проверки возможности обострения тока до $\sim$ 100 нс были проведены расчёты тока в нагрузке. Показано, что ЭВРТ и нагрузку необходимо "развязать" на стадии электровзрыва. Это можно осуществить установкой разрядника. Результаты расчётов работы СВМГ с разрядником показали, что напряжение на ЭВРТ достигает $\sim$ 400 кВ, ток в нагрузке — 5 МА за 130 нс. Бóльших токов можно достичь при работе ЭВРТ с ДВМГ. Вакуумные низкоиндуктивные разрядники, коммутирующие импульсы тока при мегавольтных напряжениях за время $<$ 10 нс, разработаны по программе "Байкал" [51].

Таким образом, современный уровень развития взрывной импульсной мощности и систем коммутации импульсов тока позволяет подвести к Z-пинчу энергию до 100 МДж и достичь условий термоядерного зажигания.

Сравнительные характеристики взрывомагнитных генераторов и стационарных источников импульсной мощности приведены на рис. 5. Показано преимущество ВМГ по ряду основных параметров.

6. Заключение

История магнитной кумуляции насчитывает почти 60 лет. За это время были хорошо исследованы вопросы диффузии сильных магнитных полей в металл. Создано и испытано много различных конструкций взрывных генераторов импульсов электромагнитной энергии. Созданы многоэлементные дисковые ВМГ с энергией более 100 МДж, высокоиндуктивные быстроходные спиральные ВМГ с коэффициентом усиления энергии до $\approx$ 1000 и разработаны различные размыкатели для обострения импульса тока ВМГ до уровня менее чем 1 мкс. Для запитки высокоимпедансных нагрузок (лазеров, защитных заземлений и т.д.) созданы специальные повышающие трансформаторы.

В последние годы вновь возник интерес к взрывным системам импульсной мощности в связи с проблемой термоядерного зажигания в режиме инерционного удержания. ВМГ дают возможность опробовать работоспособность многих привлекательных схем зажигания без капитальных затрат на строительство мощных электрофизических установок. ВМГ являются уникальными источниками импульсов тока, им нет альтернативы при проведении многих физических экспериментов.

Список литературы

1. Сахаров А Д и др. *ДАН СССР* **165** 65 (1965) [Sakharov A D et al. *Sov. Phys. Dokl.* **10** 1045 (1966)]
2. Сахаров А Д *УФН* **88** 725 (1966) [Sakharov A D *Sov. Phys. Usp.* **9** 294 (1966)]
3. Протасов М С и др., в сб. *Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение* (Под ред. В М Титова, Г А Швецова) (М.: Наука, 1984) с. 26
4. Чернышев В К и др., в сб. *Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение* (Под ред. В М Титова, Г А Швецова) (М.: Наука, 1984) с. 23
5. Pavlovskii A I et al., in *Megagauss Field and Pulsed Power Systems* (Eds V M Titov, G A Shvetsov) (New York: Nova Sci. Publ., 1990) p. 331
6. Chernyshev V K et al., in *Megagauss Field and Pulsed Power Systems* (Eds V M Titov, G A Shvetsov) (New York: Nova Sci. Publ., 1990) p. 347
7. Fowler C M et al., in *Megagauss Field and Pulsed Power Systems* (Eds V M Titov, G A Shvetsov) (New York: Nova Sci. Publ., 1990) p. 337
8. Павловский А И и др. *Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение* (Под ред. В М Титова, Г А Швецова) (М.: Наука, 1984) с. 347
9. Шевцов В А и др., в сб. *Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применение* (Под ред. В К Чернышева, В Д Селемира, Л Н Пляшкевича) (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 1997) с. 282
10. Demidov V A et al., in *Megagauss Field and Pulsed Power Systems* (Eds V M Titov, G A Shvetsov) (New York: Nova Sci. Publ., 1990) p. 351
11. Мохов В Н и др. *ДАН СССР* **247** (1) 83 (1979) [Mokhov V N et al. *Sov. Phys. Dokl.* **24** 557 (1979)]
12. Demidov V A et al., in *Megagauss Magnetic Fields and High Energy Liner Technology* (Eds G F Kiuttu, R E Reinovsky, P J Turchi) (Piscataway, NJ: IEEE, 2007) p. 245
13. Aryutkin M Yu et al., in *The 13th Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Suzhou, China, 2010* (to be published)
14. Чернышев В К и др. *Вопр. атом. науки и тех. Мат. моделир. физ. процессов* **4** 33 (1992)
15. Selemir V D et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1762 (2010)
16. Buyko A M et al., in *Megagauss Field and Pulsed Power Systems* (Eds V M Titov, G A Shvetsov) (New York: Nova Sci. Publ., 1990) p. 743
17. Гриневич Б Е и др., в сб. *Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применение* (Под ред. В К Чернышева, В Д Селемира, Л Н Пляшкевича) (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 1997) с. 677
18. Демидов В А и др. *ПМТФ* (6) 106 (1981) [Demidov V A et al. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **22** 829 (1981)]
19. Demidov V A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1773 (2010)
20. Павловский А И и др., Авт. свидетельство № 243103. МКИ H02N 11/00. Приоритет 28.11.67; *Бюлл. изобрет.* (33) (1969)
21. Веселов В Н и др., Авт. свидетельство № 1409087. МКИ H02N 11/00. Приоритет 09.10.85; *Бюлл. изобрет.* (13) (2000)
22. Demidov V A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1780 (2010)
23. Селемир В Д и др., в сб. *Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применение* (Под ред. В К Чернышева, В Д Селемира, Л Н Пляшкевича) (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 1997) с. 248
24. Chernyshev V K, Volkov G I, Vakhrushev V V, in *Megagauss Physics and Technology* (Ed. P J Turchi) (New York: Plenum Press, 1980) p. 663
25. Павловский А И, Васюков В А, Русков А С *Письма в ЖТФ* **3** 789 (1977)
26. Петрухин А А и др., в сб. *Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение* (Под ред. В М Титова, Г А Швецова) (М.: Наука, 1984) с. 384
27. Chernyshev V K et al., in *Megagauss Field and Pulsed Power Systems* (Eds V M Titov, G A Shvetsov) (New York: Nova Sci. Publ., 1990) p. 465
28. Демидов В А, Скоков В И, в сб. *Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применение* (Под ред. В К Чернышева, В Д Селемира, Л Н Пляшкевича) (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 1997) с. 385
29. Петрухин А А и др., в сб. *Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение* (Под ред. В М Титова, Г А Швецова) (М.: Наука, 1984) с. 406
30. Chernyshev V K et al., in *Megagauss Field and Pulsed Power Systems* (Eds V M Titov, G A Shvetsov) (New York: Nova Sci. Publ., 1990) p. 533
31. Chernyshev V K et al., in *Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications* (Eds V Cowan, R B Spielman) (New York: Nova Sci. Publ., 1994) p. 731
32. Demidov V A et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1768 (2010)
33. Chernyshev V K et al., in *Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications* (Eds V Cowan, R B Spielman) (New York: Nova Sci. Publ., 1994) p. 519
34. Буйко А М и др. *Вопр. атом. науки и тех. Методики и программы численного решения задач математической физики* (3(14)) 30 (1983)
35. Буйко А М и др. *ДАН СССР* **344** 323 (1992)
36. Веселов В Н и др., Авт. свидетельство № 1616386. МКИ H02N 11/00. Приоритет 14.03.88; *Бюлл. изобрет.* (22) (1995)
37. Демидов В А и др., Авт. свидетельство № 1526480. МКИ H02N 11/00. Приоритет 14.03.88; *Бюлл. изобрет.* (6) (1996)
38. Demidov V A, Kazakov S A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1758 (2010)
39. Selemir V D, Demidov V A, Repin P B *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1754 (2010)
40. Бродский А Я и др. *ДАН СССР* **314** 846 (1990) [Brodskii A Ya et al. *Sov. Phys. Dokl.* **35** 876 (1990)]
41. Vasyukov V A et al., in *Proc. of the 13th Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, 2010* (to be published)
42. Павловский А И и др., in *Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications* (Eds V Cowan, R B Spielman) (New York: Nova Sci. Publ., 1994) p. 969
43. Павловский А И и др., in *Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications* (Eds V Cowan, R B Spielman) (New York: Nova Sci. Publ., 1994) p. 977
44. Selemir V D et al., in *Proc. of the 15th IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Monterey, Calif., 2005* (Eds J Maenchen, E Schamiloglu) p. 541
45. Arinin V A et al., in *Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Berlin, Germany, 2005* (Ed. M Von Ortenberg) p. 348
46. Spielman R B et al., in *Proc. of the 10th IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Albuquerque, NM, USA, 1995* (Eds W Baker, G Cooperstein) p. 396
47. Дябилин К С и др. *ТВТ* **34** 479 (1996) [Dyabilin K S et al. *High Temp.* **34** 473 (1996)]
48. Селемир В Д и др. *Физ. плазмы* **25** 1085 (1999) [Selemir V D et al. *Plasma Phys. Rep.* **25** 1000 (1999)]
49. Селемир В Д и др. *Физ. плазмы* **33** 424 (2007) [Selemir V D et al. *Plasma Phys. Rep.* **33** 381 (2007)]
50. Ивановский А В и др., в сб. *VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии* (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2006) с. 563
51. Долгачёв Г И и др. *ПТИ* (2) 1 (2007)

PACS numbers: **07.35.+k**, **47.40.–x**, 61.05.C–
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201104l.0427

Импульсные рентгенографические исследования структуры веществ в ударных волнах

А.М. Подурец

При проведении ударно-волновых исследований, как правило, экспериментально измеряются физические величины, по которым можно лишь косвенно судить о структуре вещества за фронтом ударной волны (УВ). Поэтому необходимую информацию о структуре фаз высокого давления мы получаем в основном из экспери-

А.М. Подурец. ФГУП "Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики", г. Саров, Нижегородская обл., РФ
E-mail: am.podurets@gmail.com

© А.М. Подурец 2011

ментов по статическому сжатию или по лабораторному изучению образцов, сохранённых после ударного нагружения. В то же время очевидно, что прямого соответствия структур в статических и динамических экспериментах может и не быть из-за различия во времени протекания процессов. Это делает очень важной проблему получения структурной информации непосредственно в ударно-волновых экспериментах. Кроме того, при изучении уравнений состояния ударно-волновые данные, как правило, интерпретируют, основываясь на предположении о полной релаксации материала (гидродинамическое приближение), которое само также нуждается в проверке. Единственным прямым способом изучения структуры вещества непосредственно за фронтом УВ является импульсный рентгеноструктурный анализ (ИРА). Этим и объясняется большой интерес к данной методике, суть которой состоит в регистрации рентгенограмм исследуемого вещества за время, в течение которого оно сжато УВ, т.е. не более чем несколько сотен наносекунд.

Целью настоящей статьи является обзор результатов исследований с помощью ИРА, полученных более чем за 40 лет существования этой методики. В основу обзора легли работы, проведённые в Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (ВНИИЭФ).

Во второй половине 1960-х годов Л.В. Альтшулером и Л.А. Егоровым с соавторами была продемонстрирована возможность и отработана методика съёмки структурных рентгенограмм за времена порядка 1 мкс [1, 2]. Вскоре была решена и задача получения импульсных рентгенограмм в момент ударно-волнового воздействия на образец [3].

Метод рентгеноструктурного анализа основывается на связи угла рассеяния излучения θ с межплоскостным расстоянием в кристаллической решётке d. Эта связь определяется формулой Вульфа – Брэгга

$$2d\sin\theta = \lambda\,,$$

где λ — длина волны излучения (метод используется в диапазоне, где λ и d сравнимы по порядку величины). Таким образом, изменение структуры кристалла (d) определяется по изменению углового положения дифракционной линии (её "сдвигу").

По мере развития методики исследователи стали ставить перед собой два основных вопроса.

1. Как деформирована кристаллическая решётка за фронтом УВ?

2. Какова структура вещества в случае его фазового превращения в УВ? (Это особенно интересно, если фаза высокого давления не сохраняется после разгрузки до нормального давления и тем самым становится недоступной для структурного исследования обычными методами материаловедения.)

Первые работы по ИРА были опубликованы в начале 1970-х годов советскими [3] и американскими [4 – 6] исследователями. В скором времени аналогичные работы были проведены также во Франции [7], Японии [8 – 11] и Германии [12].

При постановке экспериментов с использованием ИРА исследователи сталкиваются с рядом трудностей, первая из которых — подбор образца для анализа. Необходимые времена экспозиции малы, поэтому для опытов подходят только образцы с высокой отражающей способностью. Это накладывает ограничения как на материал, так и на структуру образцов. В качестве объекта исследования в большинстве работ использованы монокристаллы различных веществ: LiF, NaCl, KCl, SiO_2, Si, Bi и некоторые другие. Это связано с тем, что монокристаллы, находясь в правильном отражающем положении, дают значительно более интенсивные рефлексы на рентгенограммах, чем поликристаллические вещества (монокристалл весь отражает в одном направлении, в то время как в поликристалле в формировании отражения участвует только часть зёрен с определённой ориентацией). Однако съёмка поликристаллов (когда это возможно) обладает преимуществами, в частности, она позволяет получить на одной рентгенограмме сразу несколько рефлексов при использовании монохроматического излучения. Иногда оказывается возможным получение достаточно интенсивной рентгенограммы при применении поликристаллов с ярко выраженной текстурой.

С развитием методики появились схемы рентгеновской съёмки, при которых удаётся одновременно получить два отражения от двух плоскостей монокристалла в одном опыте [13]. Применение таких схем позволяет исследовать сжимаемость кристалла в двух взаимно перпендикулярных направлениях при одних и тех же условиях нагружения и даже в одном опыте [14, 15] (в англоязычной литературе это называется multiple x-ray diffraction).

Интенсивность дифракционной линии (без учёта типа кристаллической структуры)

$$I \sim \frac{1}{\mu\rho}\,,$$

где μ — массовый коэффициент поглощения излучения материалом образца, ρ — плотность. Следовательно, с точки зрения материала образца, предпочтительными для исследования являются, как правило, элементы с малыми атомными номерами, так как с возрастанием атомного номера увеличивается коэффициент поглощения рентгеновского излучения μ и, следовательно, уменьшается количество вещества, участвующего в формировании рефлекса.

Другой важной проблемой в экспериментах является синхронизация работы источника излучения и устройства, генерирующего в образце УВ. Времена жизни интересующих нас состояний в ударно-нагруженных образцах редко превышают несколько долей микросекунды. Соответственно времена экспозиции рентгеновской съёмки в ИРА составляют от 0,1 – 1 нс (при возбуждении рентгеновского импульса лазерным пучком) [16, 17] до 100 – 200 нс при использовании импульсных рентгеновских трубок [3, 8].

При возбуждении в образце УВ возникает опасность разрушения аппаратуры (системы регистрации и источника излучения) осколками или продуктами взрыва. Поэтому проблемой, которую также необходимо решать при постановке экспериментов, является защита аппаратуры, в том числе регистрирующей, от возможного воздействия генератора УВ. Ниже мы рассмотрим варианты постановки экспериментов и их особенности.

На рисунке 1 приведена схема проведения экспериментов, описанных в работах РФЯЦ – ВНИИЭФ [3, 18,

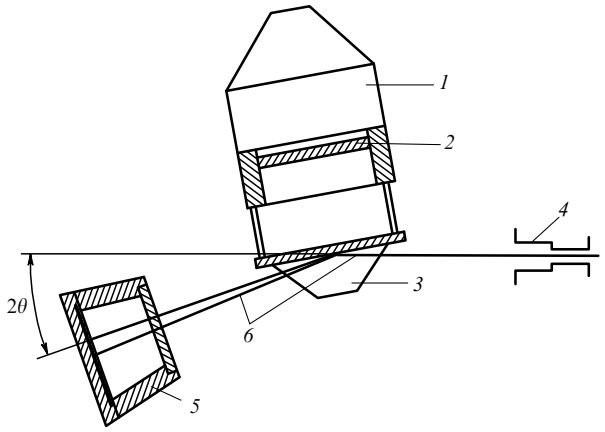


Рис. 1. Схема постановки опытов по [3]: *1* — заряд ВВ, *2* — разгоняемый ударник, *3* — слой лития, *4* — коллиматор рентгеновского пучка, *5* — кассета с рентгеновской плёнкой, *6* — падающий и отражённый пучки.

19]. Схожая в общих чертах схема использовалась и в работах других экспериментаторов. Взаимное геометрическое расположение источника рентгеновского импульса, образца и детектора излучения соответствует условию фокусировки лучей (в разных вариантах постановки оно может быть различным).

Общее условие фокусировки при съёмке от плоского образца выражается формулой Курдюмова [20]:

$$\tan\psi = \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta + L/l},$$

где ψ — угол между падающим пучком и образцом, θ — угол дифракции, L и l — расстояния от образца до источника излучения и до детектора соответственно. Соотношение между L и l выбирается сообразно требованиям сохранности детектора и источника, а также нужной интенсивности рентгенограммы.

Образец нагружается плоской УВ, создаваемой ударником, который разгоняется с помощью взрыва химического взрывчатого вещества (ВВ). Таким способом выполнено большинство работ ВНИИЭФ, а также работы Джонсона с соавторами [5, 6]. УВ также может создаваться с помощью электровзрыва [12, 21, 22], пороховой [7, 23] или газовой [8, 9, 24, 25] пушки. В работах Уарка с соавторами УВ в образце кремния создавалась лазерным импульсом [16, 17, 26]. Различие в способах формирования нагружающей образец УВ определяет и диапазон реализуемых в экспериментах давлений. Так, использование электровзрыва или порохового ускорителя позволяет получать меньшие давления в образцах (до нескольких ГПа) по сравнению с таковыми в экспериментах с ВВ или с газовыми пушками (до нескольких десятков ГПа). В экспериментах по лазерному нагружению была слабо развита диагностика газодинамических характеристик и поэтому о величине достигаемых в них давлений можно судить только приблизительно либо пользоваться расчётными значениями. Существенным преимуществом ВВ и пушек является также возможность удерживать образец под давлением в течение некоторого времени (при наличии стационарной волны нагружения).

Рентгеновская съёмка обычно производится через подпорный слой лёгкого инертного вещества, который препятствует разгрузке образца во время съёмки. В качестве такого слоя, который одновременно прозрачен для рентгеновских лучей, используют литий, углерод, бериллий, плексиглас. Проводя съёмку без подпорного слоя, можно зафиксировать состояние, существующее в образце сразу после разгрузки. Так можно получить информацию о стабильности фазы высокого давления в волне разрежения [27].

В качестве источника излучения в наших экспериментах используются импульсные рентгеновские трубки различной конструкции с медным или молибденовым анодом. Дифрагированное излучение регистрируется с помощью либо рентгеноплёнки, либо фоточувствительной техники.

При интерпретации полученных дифрактограмм неизбежно возникает проблема привязки получаемых рефлексов к абсолютной шкале углов дифракции. Наиболее простой выход из этой ситуации — съёмка образца в одной и той же геометрии до и во время ударно-волнового воздействия. При этом угловое положение линий на взрывной рентгенограмме определяется по их сдвигу относительно линий ненагруженного образца на предварительном снимке. Иногда удаётся получить одновременно снимки от несжатой и сжатой структуры на одной плёнке: для этого синхронизация проводится таким образом, чтобы часть экспозиции приходилась на несжатое состояние до прихода УВ, а другая часть — на уже сжатое [9]. Аналогичный эффект может быть достигнут и при съёмке тонкого сжатого слоя, когда одновременно "виден" и лежащий под ним слой ещё не сжатого кристалла [17]. Применяется съёмка исследуемых образцов с образцами-эталонами. В качестве эталонного может использоваться вещество, характер сжатия которого в УВ уже известен. Например, при исследовании различных веществ рядом с образцами помещались эталоны из молибдена или алюминия, которые подвергались ударно-волновому воздействию вместе с образцами (так называемый нагружаемый эталон). Удобство этого способа заключается в том, что положение линий образца в этом случае определяется относительно линий эталонного вещества, фиксируемых на той же рентгенограмме [19, 27, 28]. Используется также вариант постановки экспериментов, в котором эталон выносится из-под воздействия УВ, но его линии также фиксируются на одной плёнке с образцом (ненагружаемый эталон) [22, 29].

Бóльшая часть работ по ИРА посвящена исследованию монокристаллов, из них более других оказался исследованным *фторид лития* (LiF). Этот кубический кристалл структурного типа NaCl без фазовых переходов при высоком давлении чаще других используется в импульсных рентгеноструктурных исследованиях, поскольку его сжимаемость в УВ достаточно подробно исследована другими методиками. Тем не менее картина поведения LiF до конца не ясна.

При давлениях 6,6 и 13,5 ГПа Л.А. Егоровым с соавторами зафиксированы отражения, соответствующие изотропному сжатию кристаллической решётки при съёмке монокристаллов, ориентированных перпендикулярно направлению УВ кристаллографическими плоскостями (100), (110) и (111) [22]. В то же время на рентгенограммах имелись дифракционные линии, совпадающие по положению с линиями несжатого материала. Авторы интерпретировали их как полученные от облас-

тей кристалла, находящихся в состоянии сжатия, но повёрнутых и сжатых вдоль направления ⟨111⟩. При этом величина объёмного сжатия $\sigma = V_0/V$ областей кристалла, сжатых изотропно, и областей, сжатых вдоль ⟨111⟩, была одинаковой и равнялась сжатию, вычисляемому из ударной адиабаты:

$$\sigma = \frac{D}{D-u}\,,$$

где D и u — волновая и массовая скорости УВ соответственно. Такая интерпретация несмещённых линий на рентгенограммах представляется пока дискуссионной, однако подобные явления отмечаются [22, 29] и при исследовании других веществ.

При давлениях до 5 ГПа наблюдалась различная сжимаемость монокристаллов LiF с различной ориентацией: кристаллы с ориентацией (100) сжимались как в направлении УВ, так и в поперечном направлении, в то время как в кристаллах с ориентацией (111) поперечной сжимаемости не было обнаружено [15].

При давлениях 22 и 24 ГПа К. Кондо с соавторами также зафиксировали отсутствие изотропности сжатия решётки LiF. При этом в направлении ⟨100⟩ отмечается сжимаемость решётки бóльшая, чем та, которая должна была быть в случае изотропной деформации, а в направлении ⟨111⟩ — меньшая. "Неизотропность" сжатия решётки отмечена и при исследовании поликристалла LiF при $P = 18$ ГПа [9, 11]. В области более высоких давлений исследователями отмечается лишь изотропное сжатие кристаллической решётки — при давлениях 30 ГПа [5], 38,5 ГПа [30], 40 – 110 ГПа [24].

При исследовании *хлорида натрия* (NaCl) картина деформации иная. В трёх работах наблюдалась одномерная деформация решётки в направлении [100]: при давлениях 0,3 – 1 ГПа [7], 1,75 ГПа [13] и 30 ГПа [12]. В последней работе благодаря малому времени экспозиции (4 нс) удалось зафиксировать структуру УВ (упругую и пластическую волны), производя съёмку в разные моменты после прихода УВ к поверхности образца.

В монокристалле *хлорида калия* (KCl) в направлении ⟨100⟩ при давлениях, меньших давления фазового перехода 1,4 – 2 ГПа, наблюдалось изотропное сжатие решётки [31].

В поликристаллическом *алюминии* при малых давлениях (1,92, 2,97 и 3,91 ГПа) по дифракционным линиям (111) и (200) зафиксировано сжатие решётки, близкое к одномерному [23]. При более высоких давлениях, 11,8 и 23,1 ГПа, в работе [18] также были получены дифракционные линии (111) и (200), но изменения параметра решётки Al, вычисленные по этим линиям, оказались различными. Если сжатие, вычисленное по сдвигу линии (200) при допущении сохранения симметрии решётки, с точностью до ошибки измерения оказалось равным объёмному (полученному из ударной адиабаты), то сжатие, вычисленное по сдвигу линии (111), оказалось в 1,03 – 1,04 раза бóльшим, чем объёмное. Это свидетельствует о кристаллографической неизотропности деформации кубической кристаллической решётки Al. При съёмке монокристалла Al, ориентированного в направлении ⟨111⟩, при давлении 32 ГПа зафиксировано изотропное сжатие [6].

Поведение *бериллия* исследовалось в работе [22]. При давлении 22,8 ГПа была получена рентгенограмма с

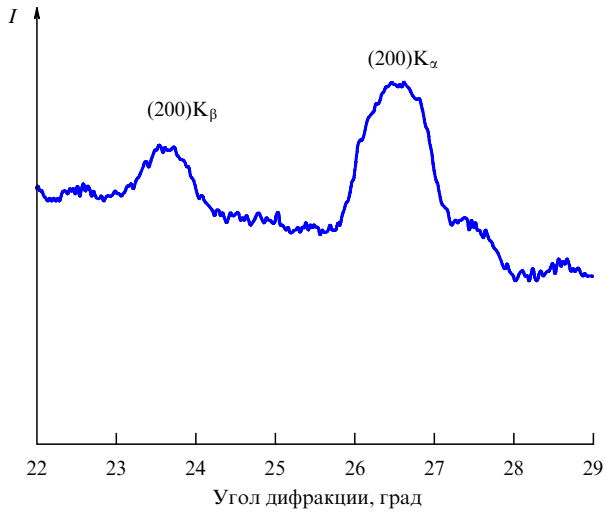


Рис. 2. Рентгенограмма молибдена в УВ. $P = 15$ ГПа.

линиями (100) и (101). Из рентгеноструктурных данных сделан вывод, что сжатие гексагональной решётки Be происходит вдоль кристаллографической оси c.

Ещё один пример изучения характера сжимаемости вещества, не претерпевающего фазовых превращений, — исследование поликристаллического текстурированного *молибдена* [19]. Опыты проведены при давлениях 10, 15, 30,5 и 33,5 ГПа. На рисунке 2 приведена рентгенограмма Mo при $P = 15$ ГПа. Зафиксированы две дифракционные линии (200) от K_α- и K_β-линий молибденового анода. Межплоскостное расстояние d определялось по угловому расстоянию между K_α- и K_β-линиями. Точность определения d таким способом невелика, поскольку величины сжатия Mo в этом интервале давлений малы и поэтому увеличение углового расстояния между линиями незначительно. По приблизительным оценкам точность определения d равняется 0,001 нм, точность определения σ — 2 – 3 %. Результаты представлены на рис. 3, где приведены значения σ, вычисленные в предположении как изотропности, так и одноосности (в направлении распространения УВ) сжатия. Приведённые данные позволяют сделать вывод о том, что в исследованном интервале давлений в пределах достигнутой точности при длительности рентгеновского импульса 200 – 300 нс за фронтом УВ в молибдене наблюдается изотропное сжатие кристаллической решётки.

По результатам исследования монокристаллического *кремния* различными авторами единодушно делается вывод об одномерном характере сжатия при давлениях, меньших давления фазового перехода [14, 33, 34] (начало перехода в УВ фиксируется в области 12 – 13 ГПа). В [14] такое поведение Si объясняется низкой скоростью и плотностью дислокаций, при этом за времена съёмки деформация не успевает пластически релаксировать и сжатие решётки остаётся одномерным.

При сжатии монокристалла *меди* вдоль ⟨100⟩ полученные при $P = 18$ ГПа данные интерпретируются как результат либо изотропного гидростатического сжатия [14], либо некоторого отклонения от гидростатики [35]. В случае меди, по оценкам авторов, дислокационная структура, в отличие от таковой в Si, позволяет пластической деформации пройти за субмикросекундные времена.

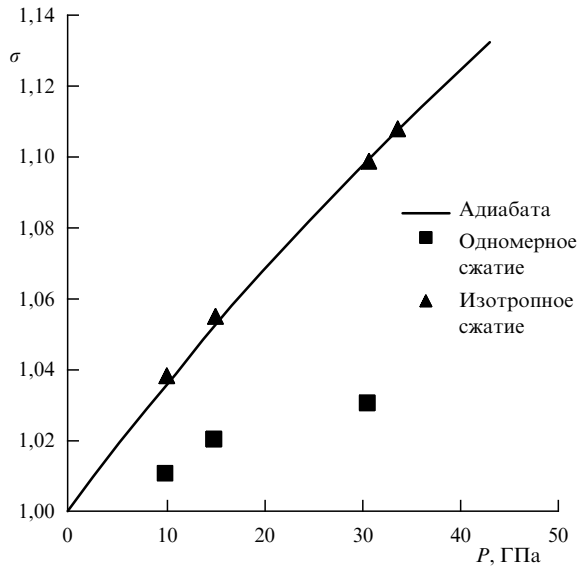


Рис. 3. Данные по ударной сжимаемости молибдена. Ударная адиабата по [32] в сравнении со сжатием, вычисленным по рентгеноструктурным данным в предположении изотропной и одномерной деформации решётки.

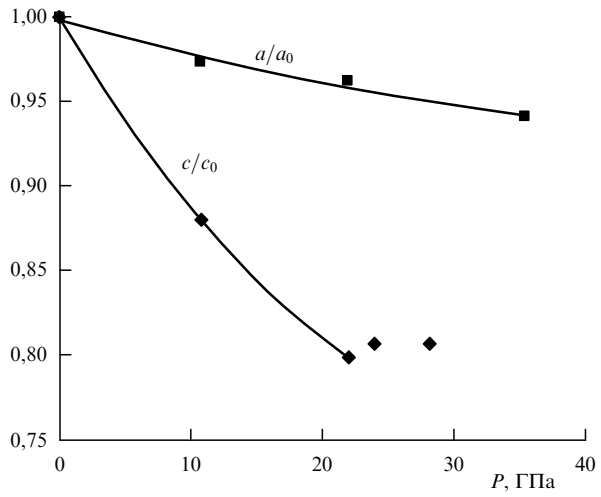


Рис. 4. Зависимость относительного изменения параметров решётки графита от давления в УВ (ромбы — c/c_0, квадраты — a/a_0).

И наконец, в *железе* при давлении 5,4 ГПа было зафиксировано одномерное сжатие решётки в направлении $\langle 100 \rangle$ [36].

Таким образом, мы рассмотрели результаты исследований веществ без фазовых переходов в УВ (или в состояниях ниже переходов, если последние есть в изучаемых веществах). Задачей этих работ было выяснение характера сжимаемости на уровне кристаллической решётки. При этом мы сосредоточили внимание в основном на конечных выводах, не углубляясь в тонкости постановки эксперимента, хотя некоторые детали методики весьма существенны, например длительность рентгеновской экспозиции, время жизни исследуемого состояния, а также соотношение этих двух времён. Исследованные вещества различаются по типу решётки (кубические, гексагональные) и химической связи (металлы, галогениды и др.), и все они могут иметь собственные кинетические параметры структурной релаксации и механизмы деформирования, что требует дальнейшего изучения. Перспективным, очевидно, является привлечение для анализа дифракционных данных представлений о дислокационной структуре, о механизмах пластического течения на микроуровне.

Ниже будут рассмотрены результаты работ, в которых изучалось изменение структуры при ударно-волновых фазовых переходах.

Первой такой работой стала [5], в которой были получены рентгенограммы ударно-сжатого пиролитического *нитрида бора* (BN). Использовались монокристаллические образцы, ориентированные плоскостью (001) параллельно ударному фронту, на рентгенограммах также фиксировалась дифракционная линия (001). При давлениях 14,5 и 20,5 ГПа зафиксировано уменьшение параметра решётки c. При $P = 24{,}5$ ГПа на рентгенограмме появилась линия с $d = 0{,}220$ нм, интерпретированная авторами как отражение (100) вюрцитоподобной фазы.

В работе [4] объектом исследования являлся *графит*. Во время нагружения УВ (давление не указано) по сдвигу линии (002) было измерено изменение параметра решётки c: $c/c_0 = 0{,}82$. Далее авторы предположили, что если допустить, что $a/a_0 = 0{,}99$, то σ будет равна 1,25, что соответствует величине, получаемой из ударной адиабаты в гидростатическом приближении.

Для того чтобы предположение о различии сжимаемости вдоль направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 001 \rangle$ превратить в утверждение, необходимо было провести измерение зависимости от давления обоих параметров гексагональной решётки графита. Это было сделано в работе [28] на образцах природного графита. Сжимаемость вдоль большой оси (c) определялась по угловому сдвигу линии (002), а вдоль оси a — по сдвигу линии (100). Ввиду требования необходимой интенсивности рентгенограмм различные линии были получены от образцов с разной текстурой и разной начальной плотностью (линия (002) снималась на образцах с $\rho_0 = 2{,}15$ г см$^{-3}$, линия (100) — с $\rho_0 = 1{,}93$ г см$^{-3}$). Оценки, сделанные авторами, показали, что это не внесло большой ошибки в интерпретацию результатов. Опыты были проведены при давлениях 11, 22, 24, 28 и 35,5 ГПа. Результаты приводятся на рис. 4, на основе их анализа можно сделать следующие выводы.

1. Ударная сжимаемость графита вдоль оси c $\langle 001 \rangle$ больше, чем вдоль оси a $\langle 100 \rangle$.

2. Значения объёмного сжатия, вычисленные по рентгеноструктурным данным при давлениях до 22 ГПа, находятся в хорошем согласии со значениями, полученными из ударной адиабаты в гидродинамическом приближении.

3. Излом на графике c/c_0 при $P \approx 22$ ГПа свидетельствует о фазовом превращении — при давлениях, превышающих это значение, вычислять по рентгеноструктурным данным сжатие нельзя, так как за фронтом УВ присутствует, наряду с графитом, уже и фаза высокого давления.

Фаза высокого давления обнаружена на рентгенограмме графита при $P = 35{,}5$ ГПа, когда при съёмке линии (002) была зафиксирована линия с $d = 0{,}218$ нм, которая интерпретирована как линия (100) гексагонального алмаза — лонсдейлита.

Монокристаллы *хлорида калия* (KCl) при давлениях, превышающих давление фазового перехода, исследова-

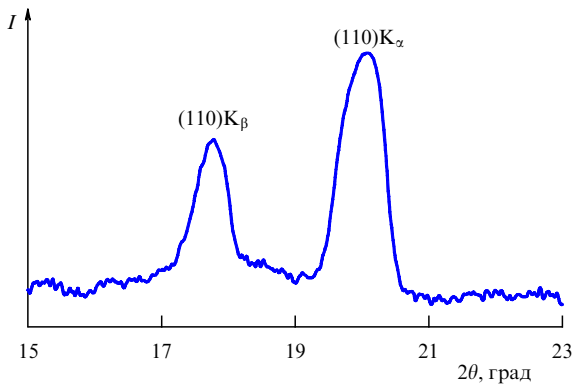


Рис. 5. Рентгенограмма кремнистого железа в УВ. $P = 10$ ГПа.

лись в работах [22, 31, 37] в интервале давлений 2 – 6 ГПа. Во всех случаях авторами зафиксированы отражения от фазы высокого давления. Переход KCl из структуры типа NaCl в структуру CsCl, который известен по статическим экспериментам, происходит при давлении около 2 ГПа. В динамике начало фазового перехода зафиксировано при том же давлении [38]. Авторами всех трёх работ отмечены, помимо линий структуры типа CsCl, не идентифицируемые в рамках обеих известных фаз дифракционные линии, которые отнесены ими к промежуточным состояниям, сопровождающим процесс фазового превращения. Но промежуточные структуры интерпретированы авторами по-разному. В [22] описан целый комплекс ромбоэдрических структур, реализующихся в зависимости от давления нагружения образца и его ориентации относительно кристаллографических осей. В [37] промежуточная структура при $P = 3$ ГПа идентифицирована как простая кубическая.

С помощью ИРА получены рентгенограммы ε-фазы высокого давления *железа* [19]. Для увеличения интенсивности импульсных рентгенограмм использовались текстурированные образцы трансформаторной стали Fe + 3 % Si плотностью 7,68 г см$^{-3}$ с текстурой $\langle 100 \rangle \{110\}$, увеличивающей на рентгенограммах интенсивность дифракционной линии (110). Известно [39], что сплав Fe – Si, так же как и чистое железо, претерпевает в УВ фазовый $\alpha \to \varepsilon$-переход (начало в области давлений 12 – 15 ГПа). Рентгенограммы кремнистого Fe получены при давлениях 10, 15 и 29 ГПа. На рисунке 5 приведена рентгенограмма, снятая при $P = 10$ ГПа.

Как и следовало ожидать, при давлениях, меньших давления фазового перехода, на предварительном и взрывном снимках видны только линии (110) K_α и K_β α-фазы. При давлениях 15 и 29 ГПа картина меняется (рис. 6): дифракционные линии на рентгенограммах соответствуют структуре ε-фазы[1]. Кристаллографические данные для неё приведены в таблице.

[1] Высказанное в [36] и повторённое в [40] утверждение о том, что авторами этих работ впервые получены *in situ* рентгенограммы ударно-сжатого железа, не соответствует действительности. Впервые рентгенограммы Fe в УВ получены в 1986 – 1987 гг. во ВНИИЭФ А.М. Подурцом, А.И. Баренбоймом, В.В. Пулем и Р.Ф. Труниным. Первые результаты были опубликованы в трудах IV Всесоюзной конференции по детонации [41] в 1988 г., в следующем году состоялась журнальная публикация на русском языке [19]; в 1996 г. в трудах Международной конференции по высоким давлениям в конденсированных средах в Бомбее результаты исследования Fe опубликованы и на английском языке [42].

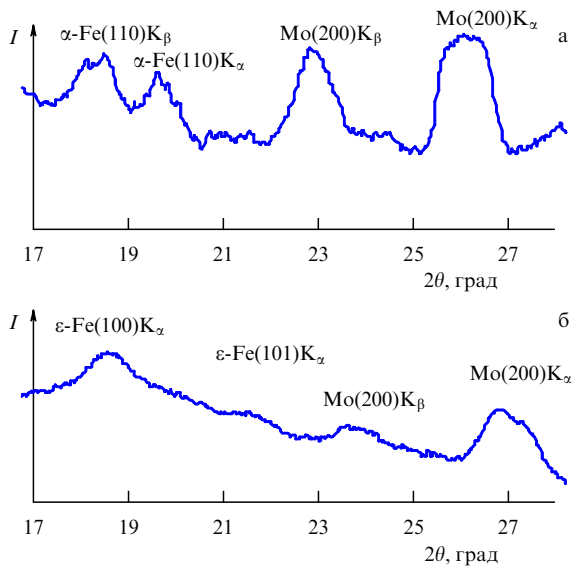


Рис. 6. Рентгенограмма кремнистого железа с молибденовым эталоном в УВ (а) при $P = 0$ (предварительный снимок) и (б) при $P = 15$ ГПа.

Таблица. Кристаллографические данные для ε-фазы Fe

Параметр	$P = 15$ ГПа	$P = 29$ ГПа
$d(100)$, нм	0,220	0,215
$d(002)$, нм	0,204	0,201
$d(101)$, нм	0,191	0,188
a, нм	0,252	0,247
c, нм	0,408	0,401
a/c	1,62	1,62

В работе [27] была предпринята попытка исследовать фазовое превращение в *цирконии*. При статическом повышении давления Zr переходит из гексагональной плотноупакованной модификации (α-фаза) в гексагональную ω-фазу. Фазовое превращение в Zr происходит и при ударном нагружении. Излом на ударной адиабате обнаружен при $P = 26$ ГПа [43]. Какому превращению этот излом соответствует, до сих пор не выяснено, поскольку, как правило, давления переходов при статических и динамических нагрузках близки. Превращение в ударных волнах в Zr, напротив, происходит при давлении, значительно превосходящем давление равновесия. Однако, несмотря на большое количество экспериментальных данных, вопрос о кристаллографии фазового превращения (или превращений) в Zr остаётся открытым.

Рентгенограммы нагруженных ударными волнами образцов Zr снимались при давлениях 5, 9,5, 15 и 25 ГПа. При давлениях 5 и 9,5 ГПа наблюдалась структура исходной α-фазы. При бóльших давлениях картина менялась. При $P = 15$ ГПа на рентгенограммах фиксировались две линии Zr, отвечающие межплоскостным расстояниям 0,227 и 0,211 нм. Линия с $d = 0{,}211$ нм также зафиксирована при $P = 29$ ГПа. Однозначно связать эти межплоскостные расстояния со структурой изотропно сжатой ω-фазы (так же, как и β-фазы Zr) нельзя. Остаётся предположить, что либо за фронтом УВ существует одна

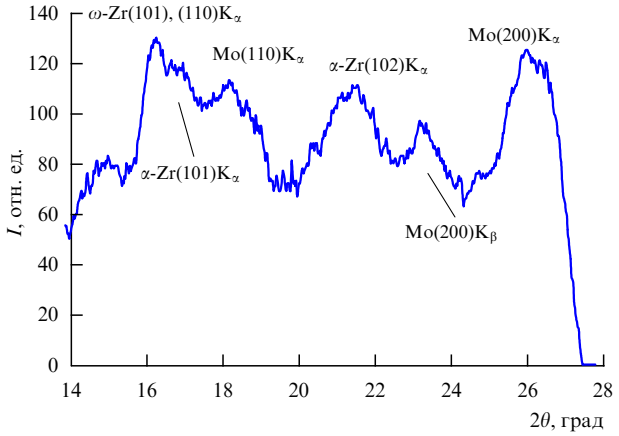


Рис. 7. Рентгенограмма циркония с молибденовым эталоном в разгрузке после сжатия в УВ до $P = 12$ ГПа.

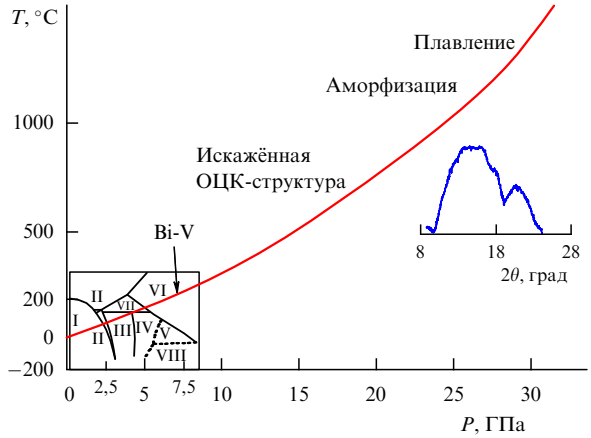


Рис. 8. Последовательность структурных изменений висмута в УВ. Сплошной кривой показана ударная адиабата. На вставке в левом нижнем углу рисунка приведена статическая фазовая диаграмма Bi [38], на вставке в правой части рисунка — рентгенограмма аморфной структуры Bi.

из этих фаз с сильно деформированной структурой, либо реализуется какая-то иная фаза Zr. Поскольку обе неидентифицированные линии могут принадлежать разным фазам с различной степенью деформации, то однозначно идентифицировать их невозможно.

Из экспериментов с сохранением ударно-обжатых образцов известно, что в интервале давлений 9 – 24 ГПа после разгрузки сохраняется ω-фаза [44]. Для "стыковки" данных, полученных методом импульсной рентгеновской съёмки в момент приложения нагрузки, с данными, полученными на сохранённых образцах, были проведены опыты, в которых снималась рентгенограмма со свободной поверхности образца Zr после того, как на эту поверхность выходила УВ при давлении 12 ГПа и начиналась разгрузка.

Полученная рентгенограмма (рис. 7) свидетельствует о том, что через 1 мкс после выхода УВ на поверхность образца он состоял из смеси α- и ω-фаз, что подтверждает данные по исследованию сохранённых образцов. Линий неизвестного происхождения на рентгенограммах не было.

Сложная последовательность структурных превращений в УВ зафиксирована в *висмуте*. При наименьшем из давлений, 6,7 ГПа, наблюдалась структура Bi-V [27], известная из статических измерений. Давление 6,7 ГПа находится вблизи области стабильности этой фазы. При большем давлении лежит область фазы VI, характеризующейся объёмноцентрированной кубической (ОЦК) структурой.

При давлениях 8,5 и 13,7 ГПа картина на рентгенограммах была одинаковой и содержала дифракционную линию, соответствующую межплоскостному расстоянию 0,222 – 0,225 нм. Такое межплоскостное расстояние могла бы иметь линия (111) кубической структуры, однако в ОЦК-решётке из-за погасания (эффекта, связанного с симметрией структуры) линия с такими индексами запрещена. Если предположить, что за фронтом УВ в Bi структура ОЦК-фазы отличается от идеально симметричной, то погасания данной линии не произойдёт. Структура Bi при давлениях 8,5 и 13,7 ГПа была интерпретирована как искажённая ОЦК-структура, данных о наблюдении которой в статических условиях нет. Подтверждением этого вывода является присутствие на некоторых рентгенограммах линии с $d = 0{,}185$ – 0,202 нм, что может соответствовать линии (200) ОЦК-фазы, при $P = 9$ ГПа в статике её значение d равнялось 0,1900 нм [45].

При давлении 22 ГПа на рентгенограммах зафиксировано широкое размытое гало в области углов θ, соответствующих межплоскостным расстояниям 0,25 – 0,3 нм (рис. 8). Размытое гало при отсутствии чётких дифракционных пиков свидетельствует о том, что дальний порядок в кристалле нарушается, структура становится более близкой к структуре жидкости или аморфного тела.

При давлении 27 ГПа на всех взрывных рентгенограммах никаких дифракционных линий не зафиксировано. Это явление может быть связано с плавлением Bi в УВ. Величина давления в этих опытах довольно близка к 33 ГПа — величине порога плавления Bi, полученной с помощью другой экспериментальной методики [46].

Таким образом, последовательность структурных изменений в Bi в УВ при рассмотренных давлениях демонстрирует значительные отличия ударно-волновой картины от статической. Наблюдаемая аморфизация при $P = 22$ ГПа говорит в пользу того, что при ещё большем давлении действительно фиксируется плавление и такое нарушение структуры является предшественником полной потери дальнего порядка.

Мы проанализировали основные результаты, полученные с помощью импульсной рентгеноструктурной методики, не вдаваясь глубоко в технические подробности. Но именно технические аспекты методики имеют решающее значение для её дальнейшего прогресса. Из приведённых примеров видно, что применение ИРА может быть очень информативным и полезным для понимания процессов, происходящих при ударно-волновом воздействии на вещество. Поэтому методика, несомненно, будет использоваться и развиваться. В частности, для получения более достоверных данных должны применяться более стабильные нагружающие системы и источники излучения. Однако трудности использования метода ИРА лежат не только в области техники эксперимента. Уже накопленный экспериментальный материал указывает на сложность процессов, сопровождающих ударное нагружение кристаллов. Необходимо развитие микроструктурных представлений об ударном сжатии,

механизме и кинетике фазовых ударно-волновых превращений. Поэтому эксперименты с использованием ИРА должны не только демонстрировать явление (сейчас иллюстративный характер экспериментов нередко обусловлен их относительно невысокой точностью, обсуждение которой мы выносим за рамки данной статьи), но и служить пониманию физики явления. В частности, метод ИРА может быть полезен для исследования плавления в УВ, что продемонстрировано на примере висмута.

Автор благодарит Р.Ф. Трунина за обсуждение и научное редактирование статьи, а также за многолетнее внимание к методу ИРА в РФЯЦ – ВНИИЭФ.

Список литературы

1. Альтшулер Л В и др., в сб. *Девятое научно-техническое совещание по применению рентгеновских лучей к исследованию материалов, 18 – 24 декабря 1967 г., Ленинград, Тезисы докладов* (Л., 1967) с. 37
2. Егоров Л А и др. *ПТЭ* (2) 200 (1968)
3. Егоров Л А, Ниточкина Э В, Орекин Ю К *Письма в ЖЭТФ* **16** 8 (1972) [Egorov L A, Nitochkina E V, Orekin Yu K *Sov. Phys. JETP* **16** 4 (1972)]
4. Johnson Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **25** 1099 (1970)
5. Johnson Q, Mitchell A C *Phys. Rev. Lett.* **29** 1369 (1972)
6. Johnson Q, Mitchell A C, Evans L *Appl. Phys. Lett.* **21** 29 (1972)
7. Jamet F, in *High Pressure Science and Technology, Proc. VII AIRAPT Conf., Le Creusot, 1978*, p. 974
8. Kondo K, Sawaoka A, Saito S, in *Proc. of the 4th Intern. Conf. on High Pressure, Kyoto, 1974,* p. 845
9. Kondo K, Sawaoka A, Saito S, in *High Velocity Deformation of Solids, Tokyo, 1978,* Vol. B, p. 176
10. Kondo K et al., in *High Pressure Science and Technology, New York, 1979,* Vol. 2, p. 883
11. Kondo K, Sawaoka A, Saito S, in *High Pressure Science and Technology, New York, 1979,* Vol. 2, p. 905
12. Muller F, Schulte E *Z. Naturforsch. A* **33** 918 (1978)
13. Zaretsky E, in *Shock Compression of Condensed Matter — 1997, Woodbury, 1998*, p. 883
14. Loveridge-Smith A et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2349 (2001)
15. Rigg P A, Gupta Y M *Phys. Rev. B* **63** 094112 (2001)
16. Wark J S et al. *Phys. Rev. B* **35** 9391 (1987)
17. Wark J S et al. *J. Appl. Phys.* **68** 4531 (1990)
18. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **81** 672 (1981) [Al'tshuler L V et al. *Sov. Phys. JETP* **54** 359 (1981)]
19. Подурец А М и др. *Изв. АН СССР. Физика Земли* (6) 26 (1989)
20. Уманский Я С *Рентгенография металлов и полупроводников* (М.: Металлургия, 1969) с. 209
21. Баренбойм А И и др. *ПТЭ* (1) 189 (1992)
22. Егоров Л А и др. *ЖЭТФ* **103** 135 (1993) [Egorov L A et al. *JETP* **76** 73 (1993)]
23. Зарецкий Е Б и др. *ТВТ* **29** 1002 (1991)
24. Johnson Q, Mitchell A C, in *High Pressure Science and Technology. Proc. VII AIRAPT Conf., Le Creusot, 1978*, p. 977
25. Zaretsky E *J. Phys. IV France* **7** (C3) 329 (1997)
26. Woolsey N C et al., in *Shock Compression of Condensed Matter — 1995, Woodbury* Pt. 2 (New York: AIP Press, 1996) p. 997
27. Подурец А М, Дорохин В В, Трунин Р Ф *ТВТ* **41** 254 (2003) [Podurets A M, Dorokhin V V, Trunin R F *High Temp.* **41** 216 (2003)]
28. Подурец А М и др. *Изв. АН СССР. Физика Земли* (1) 107 (1991)
29. Егоров Л А и др. *Хим. физика* **14** (2 – 3) 100 (1995)
30. Баренбойм А И, Дорохин В В, Егоров Л А, в сб. *1 Всесоюзный симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике, Алма-Ата. Тезисы докладов* Т. 2, Ч. 2 (Черноголовка, 1984) с. 51
31. d'Almeida T, Gupta Y M *Phys. Rev. Lett.* **85** 330 (2000)
32. Трунин Р Ф (Ред.) *Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ* (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2006)
33. Podurets A M, Mokhova V V, in *8 Intern. Conf. on High Pressure Semiconductor Physics, August 9 – 13, 1998, Thessaloniki*
34. Kishimura H et al. *Phys. Rev. B* **74** 224301 (2006)
35. Meyers M A et al. *Acta Mater.* **51** 1211 (2003)
36. Kalantar D H et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 075502 (2005)
37. Зарецкий Е Б и др. *ДАН СССР* **316** 111 (1991) [Zaretskii E B et al. *Sov. Phys. Dokl.* **36** 76 (1991)]
38. Тонков Е Ю *Фазовые диаграммы соединений при высоком давлении* (М.: Наука, 1983)
39. Graham R A *J. Appl. Phys.* **39** 437 (1968)
40. Hawreliak J et al. *Phys. Rev. B* **74** 184107 (2006)
41. Подурец А М и др., в сб. *IV Всесоюз. конф. по детонации, Телави, 1988*, Т. 1, с. 162
42. Podurets A M, Barenboim A I, Trunin R F, in *Intern. Conf. on Condensed Matter Under High Pressures, Bombay, 1996, Proc.: Advances in High Pressure Research in Condensed Matter* (Eds S K Sikka, S C Gupta, B K Godwal) (New Delhi, 1997) p. 285
43. McQueen R G et al., in *High-Velocity Impact Phenomena* (Ed. R Kinslow) (New York: Academic Press, 1970) p. 293 [Маккуин Р и др., в сб. *Высокоскоростные ударные явления* (М.: Мир, 1973) с. 299]
44. Kutsar A R, Lyasotski I V, Podurets A M, Sanches-Bolinches A F *High Pressure Research* **4** 475 (1990)
45. Schaufelberger Ph, Merx H, Contre M *High Temp. High Pressures* **4** 111 (1972)
46. Трунин Р Ф и др. *ТВТ* **33** 222 (1995)

PACS numbers: **42.55. – f**, **42.62. – b**, **52.57. – z**
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201104m.0434

Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких плотностей энергии

С.Г. Гаранин

1. Введение

Во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (ВНИИЭФ) работы по созданию мощных лазеров были развёрнуты в 1963 г. по инициативе научного руководителя Ю.Б. Харитона. Возглавили эти работы С.Б. Кормер и Г.А. Кириллов. Активные экспериментальные исследования по данному направлению начались в середине 60-х годов прошлого века. В 1965 г. к Ю.Б. Харитону обратился Н.Г. Басов с предложением провести совместные исследования возможности создания лазеров с максимально достижимой энергией излучения.

Предложение явилось следствием того факта, что взрыв ядерного заряда сопровождается очень мощным световым излучением, которое, как предполагалось, можно было бы использовать для световой накачки лазеров. Однако температура свечения ударной волны в воздухе при действии ядерного взрыва непринципиально отличается от температуры свечения ударной волны в благородных газах, возбуждаемой обычным взрывчатым веществом (ВВ). Этот более простой и реальный способ накачки был выбран в качестве основного для совместных исследований специалистов Физического института им. П.Н. Лебедева Академии наук (ФИАН) и ВНИИЭФ.

С.Г. Гаранин. ФГУП "Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики", г. Саров, Нижегородская обл., РФ
E-mail: garanin@vniief.ru

© С.Г. Гаранин 2011

В декабре 1965 г. был проведён первый взрывной эксперимент по получению лазерной генерации на озоне, а в декабре 1966 г. был получен лазерный эффект в случае, когда в качестве рабочей смеси использовался CF_3I. В 1970 г. завершился важный этап исследований взрывных фотодиссоционных лазеров (ВФДЛ) — в кооперации с ФИАНом и Государственным оптическим институтом (ГОИ) был создан лазер мегаджоульного уровня энергии с длительностью импульса около 100 мкс.

Успешное развитие работ дало толчок к созданию в Российском федеральном ядерном центре — ВНИИЭФ (РФЯЦ – ВНИИЭФ) лазерных установок, предназначенных для исследования физики высоких плотностей энергии, включая исследования по проблеме лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Возникает естественный вопрос: почему данное направление стало динамично развиваться в ядерном центре, основной тематикой которого является ядерное оружие?

При взрыве термоядерного заряда физические процессы происходят при высокой плотности энергии. И хотя в лабораторных условиях пока невозможно воспроизвести аналогичный уровень параметров, можно улучшить понимание физики процессов, совершенствуя расчётно-теоретические модели и тестируя их в лабораторных опытах. К достоинствам исследований с применением лазеров относятся возможность многократного проведения экспериментов и применения развивающейся прецизионной диагностики, что позволяет поэлементно изучать отдельные явления, протекающие в плазме с термоядерными температурами.

Первой опубликованной работой по использованию лазера для зажигания термоядерного топлива явилась работа Н.Г. Басова и О.Н. Крохина [1]. Несколько позднее была опубликована работа [2] американских учёных. Первые успешные эксперименты на сферических мишенях были выполнены на установке "Кальмар" (ФИАН) [3]. Эти исследования положили начало разработкам лазерных установок для изучения физики инерциального термоядерного синтеза.

В настоящее время рассматривают две основные схемы сжатия термоядерных мишеней: прямого и непрямого облучения. В обеих схемах на внешнюю поверхность сферической оболочки, заполненной термоядерным топливом (например, дейтерий-тритиевой (DT) смесью), падает поток энергии, вызывая испарение оболочки и создавая тем самым абляционное давление. Под его действием неиспарённый сферический поршень сжимает топливо до требуемой плотности ρ и нагревает его до необходимой температуры T.

В схеме прямого облучения испарение оболочки происходит при непосредственном воздействии лазерного излучения (ЛИ) на мишень. В непрямом способе сжатие термоядерного горючего осуществляется под действием рентгеновского излучения, возникающего в результате нагрева лазерным излучением специальной сферической или цилиндрической капсулы, окружающей термоядерную мишень.

Фактически в таких мишенях реализуется принцип инерциального удержания плазмы, заключающийся в том, что сжатое топливо существует в течение некоторого промежутка времени τ, необходимого для разгрузки сжатой плазмы. На протяжении этого времени и нужно создать условия для зажигания мишени, т.е. условия, при которых термоядерное энерговыделение превышает энергию, вложенную в мишень. Учитывая, что $\tau \approx R/c_s$, где R — радиус сжатого ядра, c_s — скорость звука, можно получить условие зажигания $\rho R \geqslant 0{,}3$ г см$^{-2}$ при $T \geqslant 10$ кэВ.

В РФЯЦ – ВНИИЭФ работы по созданию моноимпульсных лазеров и исследования на них различных аспектов ЛТС были начаты в 1972 г. по инициативе Ю.Б. Харитона, С.Б. Кормера и Г.А. Кириллова. Для исследования основных проблем, связанных с решением задач ЛТС, во ВНИИЭФ был создан комплекс мощных лазерных установок: "Искра-4" [4], "Искра-5" [5], "Луч" [6], "Фемто" [7].

2. Мощные фотодиссоционные йодные лазеры для исследований по лазерному термоядерному синтезу

Интерес к фотодиссоционному йодному лазеру (ФИЛ) как драйверу для ЛТС возник после публикации работы [8] в 1971 г. Возможности применения йодных лазеров для этих целей исследовались также в работах советских [9 – 11] и зарубежных [12 – 14] учёных.

В 1979 г. была создана мощная одноканальная йодная установка "Искра-4" с энергией излучения 2000 Дж и длительностью импульса 0,1 – 0,3 нс. Установка была оснащена системой деления, позволявшей разделить лазерный пучок на четыре части, с помощью которых термоядерные мишени облучались в симметрии тетраэдра. В середине 1980-х годов установка являлась самым мощным (10 ТВт) в мире одноканальным лазером.

Успешное решение задачи по созданию и запуску установки "Искра-4" позволило приступить к проектированию и строительству значительно большей крупной йодной фотодиссоционной установки "Искра-5", которая была запущена в конце 1989 г. и до сих пор находится в эксплуатации. Установка состоит из 12 лазерных каналов с общей энергией излучения до 30 – 40 кДж при длительности импульса $\approx 0{,}25$ нс. Для питания ламп накачки и электроразрядных источников был создан комплекс ёмкостных накопителей энергии с полной запасённой энергией ≈ 65 МДж [15].

Мишенная камера установки "Искра-5" снабжена 12-ю уникальными трёхкомпонентными зеркально-линзовыми объективами [16]. Основные эксперименты в 12-канальном режиме облучения проводились с выходной энергией 9 – 10 кДж при длительности импульса 0,3 – 0,4 нс. В настоящее время установка, переведённая на работу на второй гармонике [17], обеспечивает ввод в камеру взаимодействия энергии лазерного излучения 2,4 – 3 кДж при длительности импульса 0,5 – 0,6 нс.

3. Исследования на лазерной установке "Искра-4"

Основным направлением исследований на установке "Искра-4" было изучение сжатия мишеней прямого облучения в режиме взрывающейся оболочки (см., например, [18]). Данный режим характеризуется невысокой степенью объёмного сжатия ($\delta \approx 100$) и слабой чувствительностью к асимметрии схождения оболочки [19]. При этом выход нейтронов N достаточен для их надёжной регистрации, что позволяет проводить анализ полной совокупности экспериментальных данных.

Для реализации такого режима сжатия требуется лазерный импульс длительностью $\tau_L \leqslant 0{,}3$ нс и высокая интенсивность ЛИ на поверхности мишени — $I_L \approx$

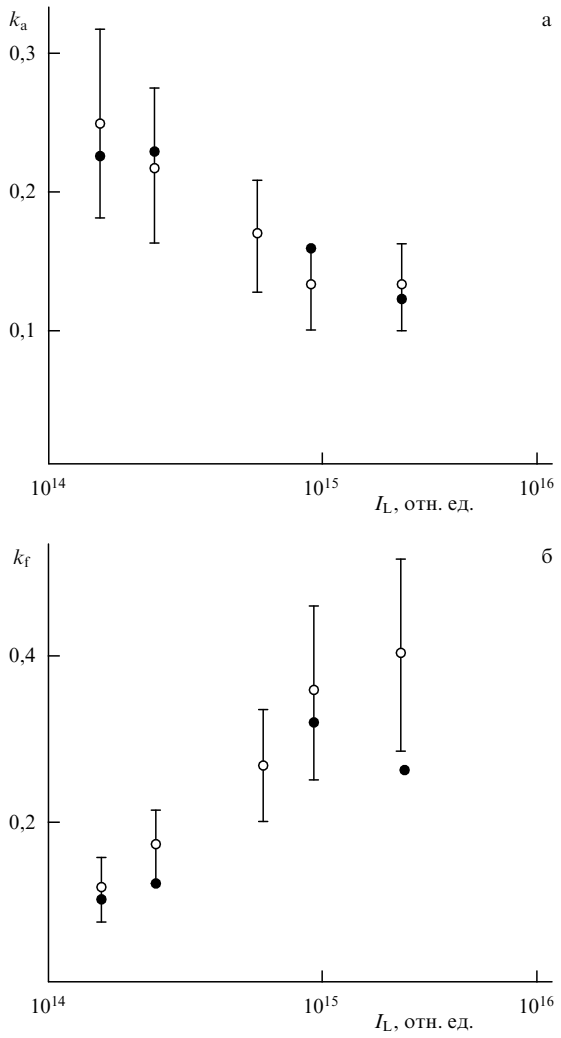


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения k_a (а) и доли энергии k_f в быстрых ионах (б) от интенсивности лазерного излучения (○ — эксперимент на установке "Искра-4", ● — расчёт).

$\approx 10^{15}$ Вт см$^{-2}$. Такие параметры облучения были реализованы в экспериментах.

При выбранном уровне интенсивности ЛИ и длине волны $\lambda = 1{,}315$ мкм давление ЛИ (пондеромоторное давление) сравнимо с тепловым давлением плазмы, что приводит к образованию скачка плотности в точке с критической плотностью плазмы (см., например, [20–22]). В этих условиях снижается классическое тормозное поглощение ЛИ и роль нелинейных механизмов, приводящих к генерации в лазерной короне "горячих" электронов и быстрых ионов, становится определяющей.

В экспериментах [23, 24] использовались сферические стеклянные мишени диаметром 120–240 мкм, аспектным отношением $A_s = R_0/\Delta R$ (отношение начального радиуса к толщине оболочки), изменяющимся в диапазоне от 30 до 100, и начальным давлением DT-смеси $P_{DT} = 10-30$ атм. На рисунке 1 показаны результаты измерения коэффициента поглощения k_a и доли поглощённой энергии k_f, переданной быстрым ионам.

Для анализа этих экспериментов были созданы модели поглощения и генерации быстрых частиц, позволившие учесть указанные эффекты в одномерном программном комплексе радиационной газовой динамики СНДП [25, 26] и получить удовлетворительное согласие результатов экспериментов и расчётов по коэффициентам k_a и k_f (см. рис. 1). Аналогичное согласие было достигнуто по величине плотности сжатого DT-газа ρ_f, полученного как из регистрации размера сжатого ядра на камере-обскуре, так и по линейчатому излучению неона, добавленного в DT-смесь. При этом максимальное значение ρ_f составило около 1 г см$^{-3}$ [23].

Несмотря на хорошее описание экспериментов по энерговкладу и объёмному сжатию, экспериментальный нейтронный выход, который составлял от 10^4 до 10^6, был в 10–100 раз ниже, чем предсказывали расчёты. Основной причиной такого различия являлись гидродинамические неустойчивости и турбулентное перемешивание, вызванное неоднородностью облучения мишени.

После модернизации и перевода установки "Искра-4" на работу на второй гармонике на ней была проведена серия экспериментов по сжатию высокоаспектных оболочек с $A_s > 200$. Была получена устойчивая генерация термоядерных нейтронов в сильной сходящейся ударной волне с рекордно высоким для установки значением — 6×10^7 нейтронов за импульс.

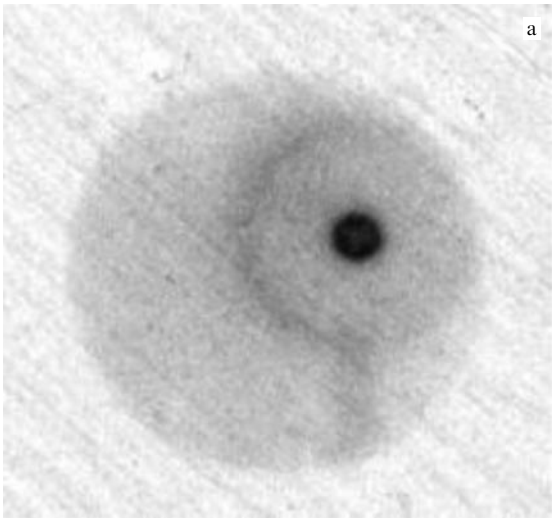
4. Исследования на лазерной установке "Искра-5"

Основным направлением экспериментальных исследований на установке "Искра-5" [27–41] было изучение работы мишеней непрямого облучения, состоящих из сферического медного бокса диаметром 1,3–4 мм, в центре которого помещалась стеклянная капсула, содержащая DT-газ. Эффективность системы ввода лазерного излучения внутрь бокса проверена в серии экспериментов с мишенями с обращённой короной [29]. В этих опытах была получена горячая плазма с рекордно высокой температурой ионной компоненты — около 12 кэВ. Нейтронный выход достигал значений $\approx 10^{10}$ DD-нейтронов за импульс.

Важным этапом исследований явилось изучение характеристик рентгеновского поля внутри бокса, его спектра, эффективной температуры, степени симметрии облучения центральной мишени. Для этого в экспериментах варьировались такие параметры центральной капсулы, как диаметр (от 270 мкм до 0,9 мм), толщина (от 1 до 40 мкм), начальное давление DT-газа (от 3 до 50 атм). Экспериментальные и расчётные исследования показали, что при отношении радиуса бокса к радиусу центральной капсулы в диапазоне 5–10 неоднородность рентгеновского потока на её поверхности не превышала 2–3 %.

Регистрация спектра рентгеновского излучения, генерируемого стенками бокса [37–39], показала, что спектр является неравновесным. Абсолютные измерения энергии рентгеновского излучения позволили установить, что рентгеновский поток, облучающий поверхность стеклянной капсулы, соответствует эффективной температуре 160–170 эВ.

Для анализа экспериментов потребовалось развитие одномерных и двумерных программ радиационной газовой динамики. Были разработаны методы расчёта генерации и переноса рентгеновского излучения в лазерной плазме с использованием спектрально-диффузионного приближения, а также метода кинетического уравнения. Проведённые эксперименты позволили проверить адекватность и точность как физических моделей, так и разработанных алгоритмов и расчётных программ.



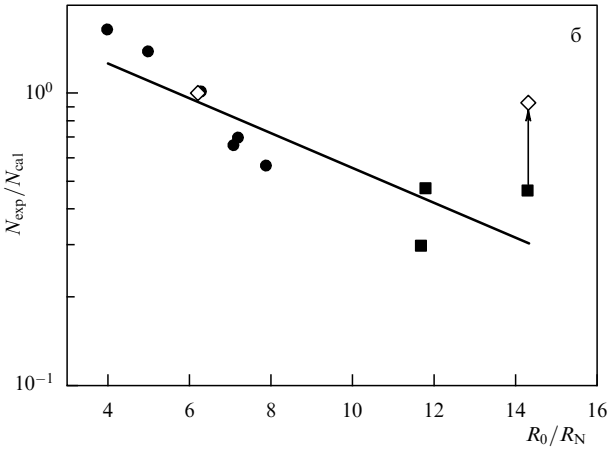


Рис. 2. (а) Обскурограмма центральной мишени, полученная в типичном эксперименте с рентгеновскими мишенями. (б) Зависимость отношения экспериментального и расчётного нейтронного выхода от расчётной степени радиального схождения центральной капсулы на момент генерации нейтронов: ● — оболочка без покрытия, ■ — оболочка с полипараксилиленовым покрытием, ◇ — расчёты с учётом турбулентного перемешивания.

На рисунке 2а представлена полученная с помощью камеры-обскуры фотография рентгеновского свечения центральной мишени, которая показывает высокую степень симметрии сжатой области, что подтверждает расчётные оценки. Высокая степень симметрии позволила зарегистрировать в экспериментах плотность сжатого DT-газа на уровне 0,8 – 1,1 г см$^{-3}$ [31, 33]. Измерения времени схождения оболочки $\tau_{\gamma\gamma}$, проведённые с помощью щелевого рентгеновского фотохронографа, позволили оценить типичную скорость её движения, которая при толщине оболочки 5 – 7 мкм составила около 3×10^7 см с$^{-1}$.

Нейтронный выход изменялся в диапазоне $10^7 - 10^{10}$, в зависимости от параметров оболочки и условий эксперимента. Для мишени диаметром 280 мкм и толщиной оболочки 5 мкм нейтронный выход находился на уровне 3×10^9, что отвечает температуре DT-газа 2,5 кэВ, измеренной с помощью времяпролётной методики.

Анализ, который проводился на основе сравнения результатов экспериментов и расчётов по одномерной программе СНДП, показал, что генерация нейтронного выхода удовлетворительно описывается в рамках сферически симметричных расчётов (рис. 2б) при объёмных степенях сжатия газа вплоть до порядка 10^3. При бóльших степенях сжатия снижение нейтронного выхода по отношению к ожидаемому согласно результатам сферически симметричного расчёта может быть объяснено влиянием турбулентного перемешивания.

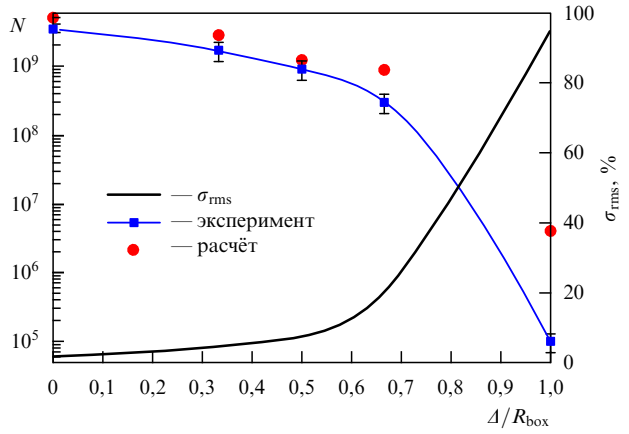


Рис. 3. Зависимость нейтронного выхода N и степени неоднородности рентгеновского поля на поверхности капсулы σ_{rms} от величины сдвига Δ мишени относительно центра бокса.

Высокая симметрия поля рентгеновского излучения позволила впервые в мире провести серию экспериментов по исследованию влияния асимметрии на динамику термоядерных мишеней и генерацию ими нейтронов. Изучено как влияние асимметрии в начальной геометрии мишеней [36, 40, 41], так и влияние асимметрии потока рентгеновского излучения на поверхности мишени.

Для создания контролируемой асимметрии рентгеновского поля был выбран метод, основанный на введении дополнительного отверстия в боксе и сдвиге сферической капсулы в его направлении.

Сравнение экспериментальных результатов с результатами газодинамических расчётов сжатия центральных капсул по программе "Мимоза-НД" [42, 43] при параметрах мишени и рентгеновского импульса, соответствующих эксперименту (рис. 3), позволяет констатировать качественное и количественное согласие между экспериментальными и расчётными данными в широком диапазоне изменения асимметрии рентгеновского поля [36, 44].

5. Зажигание термоядерной мишени

Ключевым вопросом ЛТС является вопрос о минимальном уровне лазерной энергии E_L, требуемой для зажигания лазерной термоядерной мишени. В [45] показано, что оптимистическая оценка E_L составляет 500 кДж при длительности импульса несколько наносекунд. Более детальная информация может быть получена с помощью газодинамических расчётов, которые учитывают совокупность физических процессов, определяющих динамику сжатия мишени.

Расчёты были проведены по программе СНДП, в которой учитываются следующие физические процессы [46]: газодинамические процессы, тормозное поглощение лазерного излучения, электронная и ионная теплопроводности, электронно-ионная релаксация, перенос рентгеновского излучения в приближении неравновесной

спектральной диффузии, кинетика ионизации плазмы в приближении среднего иона [47], кинетика термоядерных реакций с учётом переноса α-частиц в приближении многогрупповой диффузии с ограничением потока [48]. В расчётах использовалось уравнение состояния в приближении среднего иона с учётом холодного давления [49]. Физические модели, используемые в данной программе, получили подтверждение, как показано в разделах 3, 4, в экспериментах на установках "Искра-4" и "Искра-5".

Расчётная оптимизация конструкции мишени показывает, что лазерным импульсом с энергией 500 кДж удаётся зажечь термоядерную мишень, которая представляет собой пластиковую сферическую оболочку диаметром около 1,5 мм и толщиной стенки около 30 мкм. На внутреннюю поверхность оболочки наморожен слой DT-льда толщиной 25 мкм. Для обеспечения изэнтропического сжатия лазерный импульс профилирован:

$$P(t) = \begin{cases} P_0 \left(\dfrac{t}{t_0}\right)^{2,8} & \text{при} \quad t < t_0\,, \\ P_0 & \text{при} \quad t_0 < t < t_0 + \Delta t\,, \end{cases}$$

где $P(t)$ — мощность лазерного излучения, подводимого к мишени, $t_0 = 8{,}6$ нс, $\Delta t = 1{,}48$ нс, $P_0 = 1{,}34 \times 10^{14}$ Вт (приведённые значения выбраны исходя из радиуса и массы оболочки). Расчёты показывают, что при этом значение коэффициента усиления мишени (превышение термоядерной энергии над вложенной лазерной энергией) около 10. Выход термоядерных нейтронов составляет 2×10^{18} нейтронов за импульс, объёмное сжатие термоядерного горючего — около 10^4, а плотность DT-смеси на момент максимального сжатия — около 100 г см$^{-3}$.

Неоднородность облучения мишени, отличие симметрии оболочки от сферической и разнотолщинность слоя DT-льда приводят к нарушению одномерности сжатия и тем самым к увеличению энергии, требуемой для зажигания. Условно эти факторы могут быть разделены на две группы по пространственному масштабу. К крупномасштабным неоднородностям относятся возмущения с длиной волны $(0{,}1-1)R_0$, где R_0 — начальный радиус мишени, к мелкомасштабным — возмущения с длиной волны менее $0{,}1R_0$.

Исследования по влиянию крупномасштабных неоднородностей проводятся во многих лабораториях в нашей стране и за рубежом (см., например, [50]). Проведём анализ этого влияния на основе двумерных расчётов по программе "Мимоза-НД" для той же термоядерной мишени, для которой выше приведены результаты одномерных расчётов. Вариацию интенсивности лазерного излучения по поверхности мишени можно задать в виде

$$I = I_0 \left[1 + a_l P_l(\cos\Theta)\right],$$

где I_0 — средняя по поверхности мишени интенсивность, $P_l(\cos\Theta)$ — полином Лежандра, a_l — амплитуда возмущения. Наиболее показательным параметром, характеризующим влияние неоднородности на зажигание мишени, является отношение величины выделившейся термоядерной энергии в результате протекания реакции термоядерного синтеза, полученной в двумерных расчётах, к аналогичному значению одномерного расчёта.

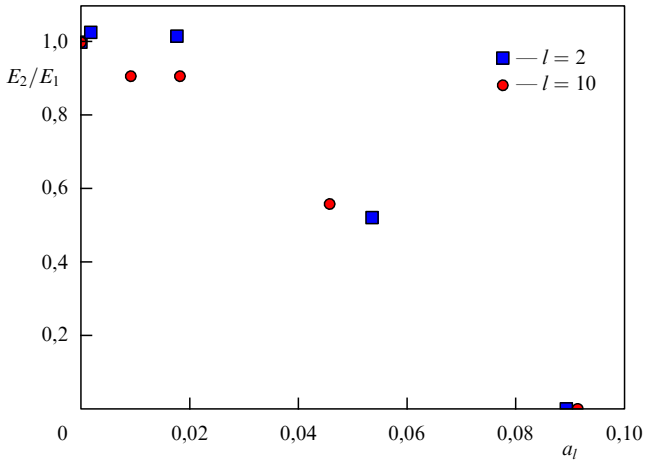


Рис. 4. Отношение величин термоядерного энерговыделения, полученных в двумерных (E_2) и одномерных (E_1) расчётах в зависимости от амплитуды крупномасштабных возмущений.

Зависимость этого параметра от амплитуды возмущения a_l для двух гармоник, $l = 2$ и $l = 10$, свидетельствует о том, что близкие величины возмущений для обеих гармоник вызывают примерно равное уменьшение величины выделившейся энергии (рис. 4). Причём снижение энерговыделения в два раза происходит при амплитуде неоднородности облучения в 5 %, а при 9%-ной неоднородности нейтронный выход практически отсутствует. Эти исследования позволяют сделать вывод о том, что когда степень объёмного сжатия достигает 10^4, крупномасштабные неоднородности с амплитудой порядка 3 % не сказываются на динамике сжатия и горения термоядерного горючего.

Наличие мелкомасштабных неоднородностей приводит к эффективному развитию газодинамических неустойчивостей и турбулентного перемешивания. К сожалению, на современном этапе нельзя осуществить в полной мере прямое моделирование влияния этих эффектов на динамику сжатия мишеней и её зажигание. И хотя интенсивно ведутся экспериментальные и теоретические исследования, пока нет ответа на вопрос: насколько следует повысить уровень лазерной энергии, для того чтобы компенсировать потери энергии из-за неустойчивостей?

6. Лазерная установка мегаджоульного уровня энергии

Эксперименты на установке "Искра-5" выявили ограниченность её возможностей. В частности, при энергии лазерного излучения на уровне 30 кДж величина нейтронного выхода недостаточна для исследования всей совокупности режимов сжатия термоядерной мишени. В 1996 г. РФЯЦ–ВНИИЭФ выступил с предложением о создании установки мегаджоульного уровня энергии [51], на которой можно было бы провести эксперименты по зажиганию термоядерной мишени. Кроме того, данная установка должна предназначаться для изучения таких проблем, как перенос энергии рентгеновским излучением в замкнутых объёмах, спектроскопия горячей плотной плазмы, определение спектральных коэффициентов поглощения рентгеновского излучения равновесной плазмой, радиационная газовая динамика несимметричных течений, установление уравнений состояния веществ в области давлений 10 и 100 млн атм, развитие гидроди-

намических неустойчивостей и турбулентного перемешивания на контактных границах.

Анализ различных вариантов построения установки такого класса показал, что технология неодимовых лазеров, значительно продвинувшаяся в 1970-х – 1980-х годах, обеспечивала существенно бóльшие возможности увеличения к.п.д. и, соответственно, уменьшения размеров установки. Отличительной особенностью таких установок стал многопроходный (четырёхпроходный) силовой каскад с секционированной апертурой и активными элементами прямоугольной формы (так называемыми слэбами, от англ. slab — плита) из фосфатного стекла. Такая конфигурация позволяет существенно повысить к.п.д. усилителя и устраняет необходимость в большом числе каскадов промежуточного усиления.

На первом этапе для проверки и отработки основных научно-технических решений в РФЯЦ – ВНИИЭФ была создана четырёхканальная неодимовая установка "Луч" [52]. Выбранная оптическая схема канала установки "Луч" во многом аналогична схеме установок NIF (National Ignition Facility) [53] и LMJ (Laser Mégajoule) [54]. Для повышения к.п.д. лазера используется схема усиления, в которой импульс четыре раза проходит через активные лазерные элементы (неодимовые пластины), благодаря чему повышается энергосъём запасённой в них энергии. Кроме того, лазерные каналы объединяются в блоки с единой системой накачки, содержащей ксеноновые лампы-вспышки, что также повышает к.п.д. системы. Схема усиления установки "Луч" имеет два силовых усилителя, в каждом из которых располагается девять неодимовых пластин. В поперечном сечении лазерный пучок представляет собой квадрат размером 20×20 см. Для подавления самовозбуждения лазерного канала второй и третий проходы усиления разделены ячейкой Поккельса, а для повышения качества лазерного пучка используется специальная адаптивная система.

Исследования [55] показали, что лучевая прочность отечественных оптических элементов тракта установки, в том числе пластин из Nd-фосфатного стекла [56], позволяет работать в режиме, в котором средняя плотность выходной энергии составляет $\varepsilon \approx 10$ Дж см$^{-2}$. Расчёты усиления лазерного импульса установили, что для достижения такого уровня ε необходим коэффициент усиления $g \approx 0{,}04 - 0{,}05$ см$^{-1}$, при этом выходная энергия одного канала должна составлять 3 – 3,5 кДж. Эксперименты [57] продемонстрировали, что выбранная конструкция усилителей обеспечивает требуемую величину g. Данные результаты, а также получение требуемых режимов работы на всех системах установки позволили достичь в экспериментах расчётно ожидаемой энергии в одном канале установки — 3,3 кДж (рис. 5) [58].

Отличительной особенностью конденсаторной батареи установки "Луч" с энергозапасом 4,7 МДж при напряжении 24 кВ является то, что в качестве коммутаторов впервые в мировой практике при создании мощного лазера использованы полупроводниковые реверсивно включаемые динисторы (РВД) [59], обладающие очень высокими коммутационными характеристиками.

Полученные результаты свидетельствовали о правильности выбранных научно-технических решений. Дальнейшие исследования, направленные на совершенствование основных систем установки, включая разработку большеапертурной ячейки Поккельса с плазменными электродами [60], развитие технологии изготовления Nd-пластин с увеличенной апертурой [61] и применение новых алгоритмов работы адаптивной системы [62], позволили сформулировать концепцию построения установки со следующими параметрами: лазерная энергия на уровне 2,8 МДж при длине волны 0,53 мкм и длительности импульса 3 – 5 нс. Апертура лазерного пучка составляет 40×40 см, число каналов усиления — 192. В настоящее время в РФЯЦ – ВНИИЭФ разрабатывается технический проект такой установки.

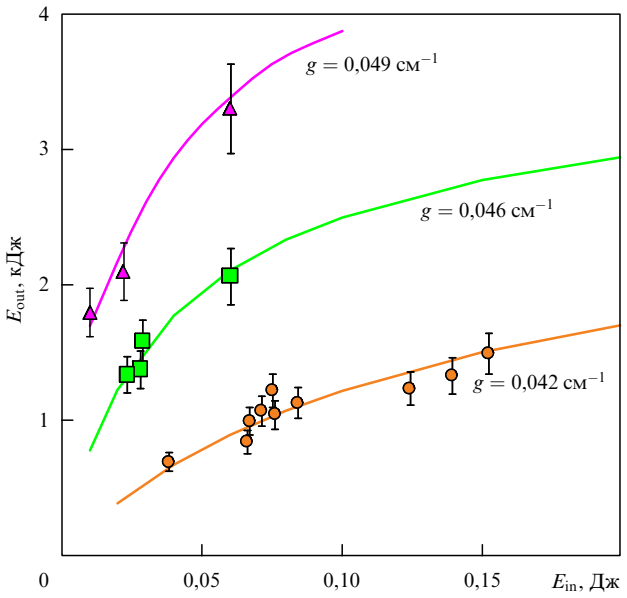


Рис. 5. Зависимость выходной лазерной энергии E_{out} в одном канале установки от энергии на входе в силовые усилители E_{in} при различных значениях коэффициента усиления g. Символами показаны результаты эксперимента, кривыми — результаты расчёта.

Наряду с работами по изучению физики усиления лазерного излучения, на установке "Луч" проводятся исследования физики поведения вещества в экспериментальных состояниях. В частности, развивается методика проведения экспериментов по изучению ударной сжимаемости. На рисунке 6а приведена принципиальная схема экспериментов, а на рис. 6б представлена полученная $P - U$-диаграмма сжимаемости свинца. Отметим, что в лазерных экспериментах достигнуто давление более 50 Мбар.

7. Петаваттный лазерный комплекс

В последние годы наблюдается стремительный прогресс в разработке и создании твердотельных лазерных систем с импульсами фемтосекундной длительности. В ведущих лазерных лабораториях вступили в строй установки субпетаваттного и петаваттного уровней мощности с длительностью лазерного импульса 100 – 500 фс (см., например, [63]). При таких уровнях мощности в сфокусированном пучке достижима интенсивность $10^{18} - 10^{22}$ Вт см$^{-2}$.

Появление нового инструмента привело к развитию целого ряда исследовательских направлений: генерация быстрых электронов и ионов, включая генерацию протонных пучков; генерация жёсткого рентгеновского излучения; инициирование ядерных реакций и др. Рассматривается возможность "быстрого" зажигания термоядерной мишени при одновременном воздействии лазер-

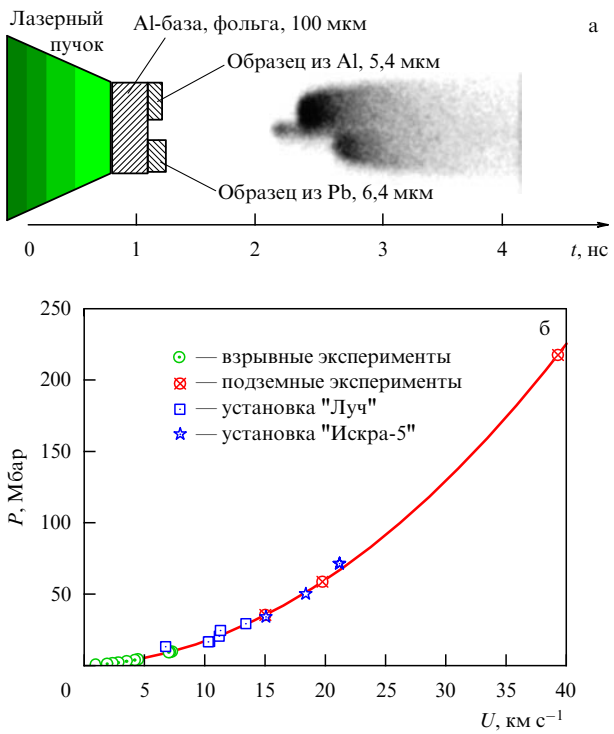


Рис. 6. Исследования по ударной сжимаемости свинца на установке "Луч": (а) схема проведения экспериментов, (б) $P-U$-диаграмма.

ного излучения с наносекундной и фемтосекундной длительностью.

В настоящее время рассматриваются два основных подхода для достижения петаваттного уровня лазерной мощности. В первом из них лазерный импульс с фемтосекундной длительностью и энергией порядка 1 нДж растягивают до наносекундной длительности с помощью дисперсионной оптической системы — дифракционной решётки (стретчера). Далее импульс можно усиливать хорошо известными методами. После набора требуемой энергии импульс сжимают во времени с помощью другой оптической системы (компрессора), также состоящей из дифракционных решёток. Если спектральный состав импульса излучения при усилении не искажается, то длительность импульса можно сократить до исходной.

Однако усилительная система на неодимовом фосфатном стекле искажает (сужает) спектр лазерного импульса, и на выходе таких петаваттных систем удаётся получить лазерный импульс длительностью 0,5–1 пс.

Другая схема основывается на применении параметрических усилителей с существенно более широкой полосой усиления. Идея подобной лазерной системы применительно к более низким уровням мощности излучения, по-видимому, впервые была сформулирована советскими учёными более 25 лет назад [64]. Однако только сегодня в связи с созданием фемтосекундных лазеров с длительностью импульсов до 10 фс и нелинейных кристаллов с апертурой до 40 см стала возможна реализация этой идеи для получения рекордно высоких, мультипетаваттных, уровней мощности [65].

Такая система была реализована на установке "Луч" в совместных исследованиях РФЯЦ–ВНИИЭФ и Института прикладной физики РАН. Параметрические усилители в этой системе созданы на основе большеапертурных кристаллов DKDP. К настоящему времени достигнута выходная мощность 1 ПВт [7]. В экспериментах получена энергия на выходе установки около 50 Дж при длительности скомпрессированного импульса около 45 фс и диаметре пучка 7,4 см.

8. Заключение

Лазерная стендовая база, созданная в РФЯЦ–ВНИИЭФ, уникальна. Она является достоянием научного сообщества России и открыта для проведения исследований в области физики высоких плотностей энергии специалистами различных научных институтов России.

Создание мощных лазерных установок в РФЯЦ–ВНИИЭФ и проведение на них экспериментов по физике высоких плотностей энергии способствует развитию в России технологий в области лазерной техники, оптики, импульсной энергетики и измерительной техники.

Список литературы

1. Басов Н Г, Крохин О Н *ЖЭТФ* **46** 171 (1964) [Basov N G, Krokhin O N *Sov. Phys. JETP* **19** 123 (1964)]
2. Nuckolls J et al. *Nature* **239** 139 (1972)
3. Басов Н Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **26** 581 (1977) [Basov N G et al. *JETP Lett.* **26** 433 (1977)]
4. Кормер С Б *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **44** 2002 (1980)
5. Анненков В И и др. *Квантовая электроника* **18** 536 (1991) [Annenkov V I et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **21** 487 (1991)]
6. Безнасюк Н Н и др. *Труды РФЯЦ–ВНИИЭФ* (3) 232 (2002)
7. Андреев Н Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 178 (2004) [Andreev N F et al. *JETP Lett.* **79** 144 (2004)]
8. Gensel P, Hohla K, Kompa K L *Appl. Phys. Lett.* **18** 48 (1971)
9. Басов Н Г и др. *Квантовая электроника* **6** (18) 116 (1973) [Basov N G et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **3** 524 (1973)]
10. Гайдаш В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **20** 243 (1974) [Gaidash V A et al. *JETP Lett.* **20** 107 (1974)]
11. Кормер С Б *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **44** 2003 (1980)
12. Aldridge F T *Appl. Phys. Lett.* **22** 180 (1973)
13. Palmer R, Gusinow M *IEEE J Quantum Electron.* **10** 615 (1974)
14. Baker H J, King T A *J. Phys. D* **8** L31 (1975)
15. Безуглов В Г и др. *ПТЭ* (3) 100 (1991)
16. Васильев А С и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **54** 2027 (1990)
17. Анненков В И и др. *Квантовая электроника* **35** 993 (2005) [Annenkov V I et al. *Quantum Electron.* **35** 993 (2005)]
18. Storm E K et al. *J. Appl. Phys.* **49** 959 (1978)
19. Бельков С А и др. *Вопр. атом. науки и тех. Теор. и прикл. физика* (2) 25 (1990)
20. Attwood D T et al. *Phys. Rev. Lett.* **40** 184 (1978)
21. Силин В П *УФН* **145** 225 (1985) [Silin V P *Sov. Phys. Usp.* **28** 136 (1985)]
22. Бельков С А и др. *Квантовая электроника* **19** 1187 (1992) [Bel'kov S A et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **22** 1109 (1992)]
23. Бельков С А и др. *ЖЭТФ* **97** 834 (1990) [Bel'kov S A et al. *Sov. Phys. JETP* **70** 467 (1990)]
24. Бельков С А и др. *ЖЭТФ* **101** 80 (1992) [Bel'kov S A et al. *JETP* **74** 43 (1992)]
25. Долголева Г В *Вопр. атом. науки и тех. Алгоритмы и методы численного решения задач мат. физики* (2) 29 (1983)
26. Бельков С А и др. *Вопр. атом. науки и тех. Мат. моделир. физ. процессов* (1) 76 (1990)
27. Kochemasov G G, in *Laser Interaction with Matter: Proc. of the 23rd European Conf., Oxford, 19–23 September 1994* (Ed. S J Rose) (Bristol: IOP, 1995)
28. Бессараб А В и др. *ЖЭТФ* **102** 1800 (1992) [Bessarab A V et al. *JETP* **75** 970 (1992)]
29. Абзаев Ф М и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 28 (1993) [Abzaev F M et al. *JETP Lett.* **58** 28 (1993)]
30. Абзаев Ф М и др. *ЖЭТФ* **114** 155 (1998) [Abzaev F M et al. *JETP* **87** 87 (1998)]
31. Бельков С А и др. *ЖЭТФ* **114** 837 (1998) [Bel'kov S A et al. *JETP* **87** 454 (1998)]
32. Bel'kov S A et al. *Laser Part. Beams* **17** 591 (1999)
33. Bel'kov S A et al. *Laser Part. Beams* **17** 377 (1999)
34. Bel'kov S A et al. *Laser Part. Beams* **17** 385 (1999)
35. Bel'kov S A et al. *Laser Part. Beams* **17** 597 (1999)
36. Бельков С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **67** 161 (1998) [Bel'kov S A et al. *JETP Lett.* **67** 171 (1998)]
37. Бессараб А В и др. *Физика плазмы* **20** 90 (1994)

38. Бельков С А и др. *Квантовая электроника* **21** 271 (1994) [Bel'kov S A et al. *Quantum Electron.* **24** 253 (1994)]
39. Бельков С А и др. *Физика плазмы* **24** 154 (1998) [Bel'kov S A et al. *Plasma Phys. Rep.* **24** 133 (1998)]
40. Mkhitarian L S et al., in *Inertial Fusion Sciences and Applications 99* (Eds C Labaune, W J Hogan, K A Tanaka) (Paris: Elsevier, 2000) p. 142
41. Мхитарьян Л С и др. *Труды РФЯЦ – ВНИИЭФ* (1) 300 (2001)
42. Афанасьева Е А и др., в сб. *Конструирование алгоритмов и решение задач математической физики* (Под ред. Г П Воскресенского, А В Забродина) (М.: ИПМ АН СССР, 1989) с. 277
43. Софронов И Д и др. *Вопр. атом. науки и тех. Мат. моделир. физ. процессов* (1) 8 (2000)
44. Mkhitarian L S et al. *Laser Part. Beams* **18** 237 (2000)
45. Илькаев Р И, Гаранин С Г *Вестн. РАН* **76** 503 (2006) [Il'kaev R I, Garanin S G, *Herald Russ. Acad. Sci.* **76** 282 (2006)]
46. Бельков С А, Долголева Г В *Вопр. атом. науки и тех. Мат. моделир. физ. процессов* (1) 59 (1992)
47. Бельков С А и др. *ЖЭТФ* **111** 496 (1997) [Bel'kov S A et al. *JETP* **84** 272 (1997)]
48. Бельков С А, Долголева Г В, Ермолович В Ф *Вопр. атом. науки и тех. Мат. моделир. физ. процессов* (1) 51 (2003)
49. Бельков С А, Бондаренко С В, Митрофанов Е И *Квантовая электроника* **30** 963 (2000) [Bel'kov S A, Bondarenko S V, Mitrofanov E I *Quantum Electron.* **30** 963 (2000)]
50. Lindl J, Preprint LLNL, UCRL-JC-119015, L19821-1 (1995)
51. Galakhov I V et al. *Fusion Eng. Design* **44** 51 (1999)
52. Sukharev S A *Proc. SPIE* **3492** 12 (1999)
53. Paisner J A et al. *Proc. SPIE* **2633** 2 (1995)
54. Andre M L *Proc. SPIE* **3047** 38 (1997)
55. Арбузов В И и др. *Опт. журн.* **69** (1) 16 (2002) [Arbuzov V I et al. *J. Opt. Technol.* **69** 13 (2002)]
56. Алексеев В Н и др. *Опт. журн.* **69** (1) 11 (2002) [Alexseev V N et al. *J. Opt. Technol.* **69** 9 (2002)]
57. Воронич И Н и др. *Квантовая электроника* **33** 485 (2003) [Voronich I N et al. *Quantum Electron.* **33** 485 (2003)]
58. Гаранин С Г и др. *Квантовая электроника* **35** 299 (2005) [Garanin S G et al. *Quantum Electron.* **35** 299 (2005)]
59. Chumakov G D et al., in *Proc. of the Xth IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Albuquerque, NM, USA, 1995*
60. Андреев Н Ф и др. *Квантовая электроника* **34** 381 (2004) [Andreev N F et al. *Quantum Electron.* **34** 381 (2004)]
61. Арбузов В И и др. *Опт. журн.* **70** (5) 68 (2003) [Arbuzov V I et al. *J. Opt. Technol.* **70** 361 (2003)]
62. Воронич И Н и др. *Квантовая электроника* **35** 140 (2005) [Voronich I N et al. *Quantum Electron.* **35** 140 (2005)]
63. Крюков П Г *Квантовая электроника* **31** 95 (2001) [Kryukov P G *Quantum Electron.* **31** 95 (2001)]
64. Пискарскас А, Стабинис А, Янкаускас А *УФН* **150** 127 (1986) [Piskarskas A, Stabinis A, Yankauskas A *Sov. Phys. Usp.* **29** 869 (1986)]
65. Андреев Н Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 178 (2004) [Andreev N F et al. *JETP Lett.* **79** 144 (2004)]

PACS numbers: 07.55.Db, **64.30.–t**, **74.25.–q**
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201104n.0441

Физические исследования в сверхсильных магнитных полях

Г.В. Борисков, А.И. Быков, М.И. Долотенко, Н.И. Егоров, Ю.Б. Кудасов, В.В. Платонов, В.Д. Селемир, О.М. Таценко

1. Введение

История достижений Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (ВНИИЭФ) в области генерации и применений сверхсильных магнитных полей (ССМП) в фундаментальных физических исследованиях начинается с 1952 г., когда А.Д. Сахаров выдвинул [1] идею магнитной кумуляции как одного из возможных путей осуществления импульсной управляемой термоядерной реакции. Им же были предложены [1, 2] два типа магнитокумулятивных генераторов — сверхсильных магнитных полей (МК-1) и энергии (МК-2). В первом из них в полости цилиндрической металлической оболочки (лайнере) отдельным устройством создаётся начальный поток аксиального магнитного поля. В окружающем лайнер кольцевом заряде взрывчатого вещества (ВВ) инициируется сходящаяся волна детонации так, чтобы она вышла на внешнюю границу лайнера в момент достижения в нём максимума начального магнитного поля. Под действием давления продуктов детонации лайнер схлопывается к центру, сжимая начальный магнитный поток. При достаточно быстром сжатии поток в полости сохраняется и магнитное поле на оси лайнера возрастает обратно пропорционально квадрату радиуса лайнера, достигая величины мегагауссного диапазона. Химическая энергия взрывчатого вещества преобразуется в энергию магнитного поля через кинетическую энергию лайнера.

Активные, предпринимавшиеся во многих странах попытки добиться стабильного получения сверхсильных магнитных полей взрывным сжатием магнитного потока выявили необъяснимые трудности в получении полей величиной более 3 МГс, что привело к свёртыванию работ в этой области.

2. Каскадный генератор МК-1

Группа сотрудников ВНИИЭФ под руководством А.И. Павловского выдвинула и реализовала ряд идей, дополнивших и развивших идею магнитной кумуляции, и решила задачу воспроизводимого генерирования ССМП.

Во-первых, было предложено изготовлять оболочки генератора МК-1 из материала с управляемой электропроводностью. В исходном состоянии такой материал или является вообще непроводящим, или проводит ток только в каком-то одном направлении. В нужный момент по материалу пропускается ударная волна, и он становится проводящим во всех направлениях. Один из вариантов такого материала изготовляется из плотноупакованных параллельных изолированных медных проволок, склеенных эпоксидным компаундом.

Во-вторых, была создана уникальная конструкция соленоидов начального магнитного поля генератора МК-1 в виде цилиндра из такого композитного материала, во внутреннем слое которого проволоки образуют многозаходный ($\approx$ 500 проволок-заходов) многослойный (7 – 13 слоёв намотки) соленоид (рис. 1). Это позволило надёжно получать большие магнитные потоки и использовать соленоид в качестве лайнера: после прохождения ударной волны от заряда ВВ проволоки замыкаются и образуется сплошной проводящий цилиндр, захватывающий и сжимающий магнитный поток [3].

В-третьих, благодаря тому что большой начальный магнитный поток в проволочном соленоиде позволил получать ССМП в больших объёмах, рентгенографированием продольного сечения генератора МК-1 экспериментально было доказано, что основным ограничением величины магнитного поля является неустойчивость

Г.В. Борисков, А.И. Быков, М.И. Долотенко, Н.И. Егоров, Ю.Б. Кудасов, В.В. Платонов, В.Д. Селемир, О.М. Таценко.
ФГУП "Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики", г. Саров, Нижегородская обл., РФ
E-mail: selemir@vniief.ru

© Г.В. Борисков, А.И. Быков, М.И. Долотенко, Н.И. Егоров, Ю.Б. Кудасов, В.В. Платонов, В.Д. Селемир, О.М. Таценко 2011

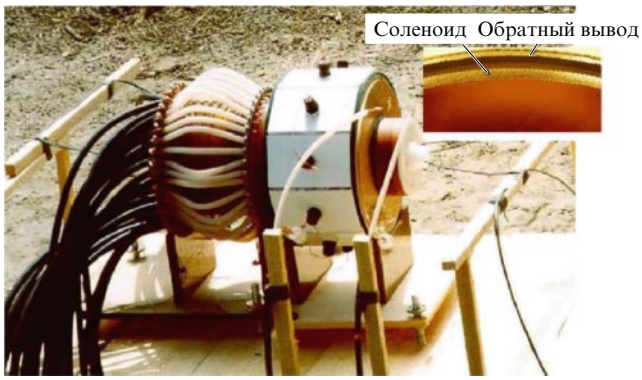


Рис. 1. Внешний вид подготовленного к взрывному эксперименту каскадного генератора МК-1. На вставке приведён фрагмент поперечного сечения соленоида-оболочки генератора МК-1.

границы вещество – поле при торможении оболочки давлением усиленного магнитного поля [4].

В-четвёртых, был предложен каскадный принцип усиления магнитного поля, что позволило преодолеть это ограничение, приостановить развитие неустойчивостей и добиться воспроизводимой генерации многомегагауссных полей [5, 6]. Соосно с соленоидом-оболочкой размещаются одна-две цилиндрических оболочки-каскады из того же композита. В исходном состоянии оболочки-каскады свободно пропускают внутрь поток усиливаемого магнитного поля, но каждый раз, когда возникает угроза потери устойчивости внутренней границы лайнера, он заменяется новым, которому и передаётся функция сжатия потока при возникновении проводимости в материале каскада после удара каскада по каскаду.

В результате многолетней работы был разработан и доведён до стадии серийного изготовления каскадный генератор МК-1 магнитных полей 10-мегагауссного диапазона (см. рис. 1) [7, 8]. Исходные параметры генератора: начальный внутренний диаметр оболочки 139 мм, масса ВВ 16 кг, начальное магнитное поле до 250 кГс. Второй и третий каскады генератора, имеющие внутренние и внешние диаметры 28 и 35 мм и 12 и 17 мм соответственно, могут изготовляться из проволочного композита или композита на основе мелкодисперсного порошка металла и полимерной связующей [9].

Этот генератор — достаточно простое, приспособленное для взрывных экспериментов и относительно недорогое устройство, доведённое до уровня серийного прибора (к настоящему времени изготовлено несколько сотен таких генераторов), с предельными, рекордными, характеристиками. Относительно большие объёмы ССМП допускают проведение исследований нескольких образцов одновременно и при криогенных температурах, а цилиндрическая геометрия и "прозрачность" магнитного поля позволяют изучать свойства вещества в экстремальных условиях с применением различных методик, включая оптические. Разработанный генератор применялся в различных исследованиях, в том числе в международных сериях экспериментов "Дирак" в США и "Капица" в Научно-техническом центре физики высоких плотностей энергии направленных потоков излучения ВНИИЭФ [10, 11].

В созданном во ВНИИЭФ "большом" генераторе МК-1 с увеличенными примерно в два раза габаритами заряда ВВ (масса ВВ увеличена примерно в восемь раз) применена однокаскадная газодинамическая система ускорения лайнера со стальным ударником, и в нескольких экспериментах регистрировались магнитные поля величиной около 20 МГс, а в одном эксперименте удалось зарегистрировать рекордно высокое значение поля: около 28 МГс (плотность энергии поля ≈ 3 МДж см$^{-3}$!) [12]. Опыт работы с большими генераторами показал, что такие эксперименты являются гораздо более сложными и дорогими, и затраты на их проведение должны быть оправданы научной ценностью проводимых с их помощью исследований.

3. Физика твёрдого тела в сверхсильных магнитных полях

ССМП являются эффективным средством исследований в физике твёрдого тела. Часть результатов, выполненных авторами исследований с помощью ССМП, создаваемых генератором МК-1, представлена в обзорах [13, 14].

Значительный интерес к ССМП возник сразу же после открытия высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), так как высоким критическим температурам должны соответствовать и большие критические поля B_c, которые являются фундаментальной характеристикой сверхпроводящего состояния. Интересны и фазовые переходы между различными состояниями самой сверхпроводящей фазы (например, переход "вихревое стекло – вихревая решётка"). Наши первые эксперименты показали, что критическое поле при температуре 4,2 К в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ превышает 200 Тл [15]. Разработанные затем бесконтактные высокочастотные методики измерения комплексной проводимости позволили выполнить высококачественные измерения проводимости плёнок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в ССМП при ориентации кристаллографической оси c перпендикулярно вектору магнитного поля в совместной российско-американской серии экспериментов ВНИИЭФ и Лос-Аламосской национальной лаборатории (ЛАНЛ) [16]. Из рисунка 2 видно, что при низких температурах в слабых полях доминировала мнимая часть проводимости плёнки, т.е. вихри находились на центрах пиннинга. В поле ≈ 75 Тл (точка А) началось быстрое увеличение вещественной части проводимости и уменьшение её мнимой части. Это связано с плавлением решётки. В полях выше 210 Тл остаётся только небольшая часть запиннингованных вихрей (в проводимости имеется мнимая часть), образец находится преимущественно в режиме вязкого движения потока. Исчезновению мнимой части проводимости и выходу её вещественной части на плато (точка С) соответствует второе критическое поле $B_{c2}(8 \pm 3\ \text{К}) = 340 \pm 40$ Тл.

Исследование полупроводников в сверхсильных магнитных полях позволяет изучать структуру энергетических зон в интервале от нескольких десятков до нескольких сотен мэВ, исследовать образцы с низкой подвижностью носителей или высокой концентрацией дефектов или примесей. Как правило, в таких экспериментах удаётся определить эффективные массы электрона в зоне проводимости, параметры Латтинджера для валентной зоны и значения g-фактора для электронов и дырок. Все эти величины являются функциями энергии электрона, которые можно определить только в сверхсильных магнитных полях. (В слабых полях можно измерить значения этих функций, соответствующие

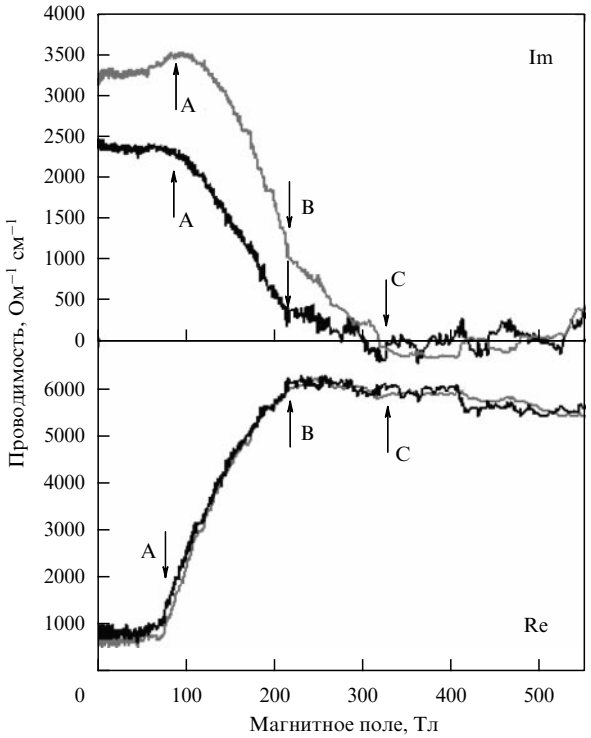


Рис. 2. Комплексная проводимость $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на частоте 94 ГГц (светлая кривая — данные по пропусканию сигнала, тёмная — по отражению).

краям зон, поскольку циклотронная энергия много меньше ширины зон.)

В совместных экспериментах с группой М. фон Ортенберга из Берлинского университета им. Гумбольдта измерялся циклотронный резонанс (ЦР) в перспективном, с точки зрения его применения в излучающих приборах, кубическом широкозонном полупроводнике GaN, электронные свойства которого в этой фазе мало изучены из-за отсутствия высокочистых образцов и низкой подвижности носителей. Были обнаружены три резонансных пика в полях 90, 270 и 410 Тл, что позволило определить эффективные массы и дисперсию электронных состояний [17].

В гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами (КЯ) изучался фундаментальный ЦР дырок и межзонное магнетопоглощение. Исследуемые гетероструктуры были выращены в Институте физики микроструктур РАН (Н. Новгород). При измерении пропускания на длине волны $\lambda = 0{,}87$ мкм, что точно соответствует ширине запрещённой зоны GaAs (энергия кванта 1,425 эВ), образец становится прозрачным лишь в поле 50 Тл. По этой же причине при $\lambda = 0{,}82$ мкм образец становится прозрачным при величине поля 150 Тл, хотя расчёт с учётом экситонных эффектов даёт величину 100 Тл [18]. В бóльших полях наблюдаются полосы поглощения в диапазоне от 230 Тл до 350 Тл. Они обусловлены переходами с двух верхних (расщеплённых по спину) уровней Ландау в первой дырочной подзоне на два нижних уровня Ландау в первой электронной подзоне и такими же переходами между вторыми подзонами (сдвинутыми примерно на 50 Тл в область меньших полей), с учётом экситонных эффектов. Эти же переходы между первыми подзонами при $\lambda = 0{,}87$ мкм ответственны за наблюдаемый минимум пропускания при 150 Тл и особенность при 210 Тл. Обнаруженная в этих экспериментах линия циклотронного поглощения при значении магнитного поля $B \approx 80$ Тл может быть связана с *межподзонным* ЦР, а именно с переходом с уровня $3a_1$ — верхнего уровня Ландау дырок в КЯ в первой дырочной подзоне — на уровень $4a_3$, относящийся к третьей подзоне.

Среди семейства узкозонных полупроводников необычными свойствами выделяется моносилицид железа FeSi. Например, в оптической спектроскопии широко обсуждается нарушение правила сумм в FeSi: металлизация при повышении температуры наступает значительно раньше, чем этого можно было бы ожидать из зонных расчётов и т.д. Поскольку зеемановское расщепление в ССМП соизмеримо с шириной запрещённой зоны в спектре s-, p- и d-электронов FeSi, равной 0,11 эВ, поля, превышающие 100 Тл, могут привести к кардинальной перестройке электронного спектра и станут, таким образом, мощным инструментом для исследования электронной структуры узкозонных полупроводников.

Для исследования намагниченности в экспериментах с МК-1 очень удобным оказался индукционный метод с использованием компенсационных катушек [19]. Величина индуцируемого сигнала пропорциональна дифференциальной намагниченности, умноженной на скорость нарастания магнитного поля, которая в МК-генераторе достигает рекордно высокого значения ($\approx 10^6$ Тл с$^{-1}$), обеспечивая высокую чувствительность датчиков во всём диапазоне измерений. В импульсных магнитных полях индуцируются, наряду с намагниченностью, диамагнитные токи, что позволило измерять и проводимость. Для этого используются два типа образцов: в виде чистого порошка FeSi (монокристалл растирался в фарфоровой ступке до получения гранул размером ≈ 100 мкм) и в виде смеси монокристаллического порошка с полимеризованным полиметилметакрилатом (монокристаллические гранулы FeSi в диэлектрической матрице).

В эксперименте при температуре образца $T = 4{,}2$ К резкий пик сигнала (рис. 3) в обоих образцах при значении поля 355 ± 20 Тл указывает на переход в

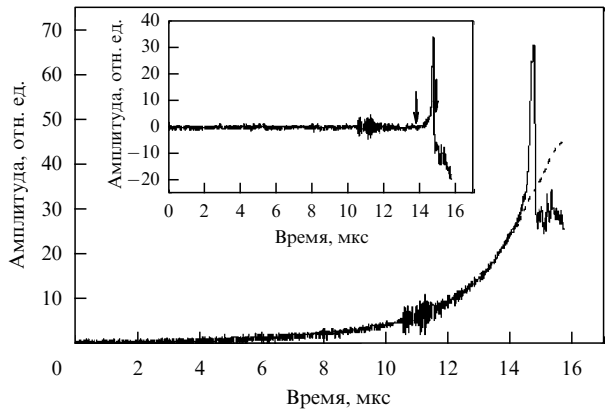


Рис. 3. Сигнал индукционного датчика с порошком FeSi при начальной температуре 4,2 К (сплошная кривая) и масштабированный сигнал индукционного датчика поля (штриховая кривая). На вставке — сигнал, очищенный от фона $\propto \partial B/\partial t$; стрелки указывают интервал интегрирования для определения скачка магнитного момента.

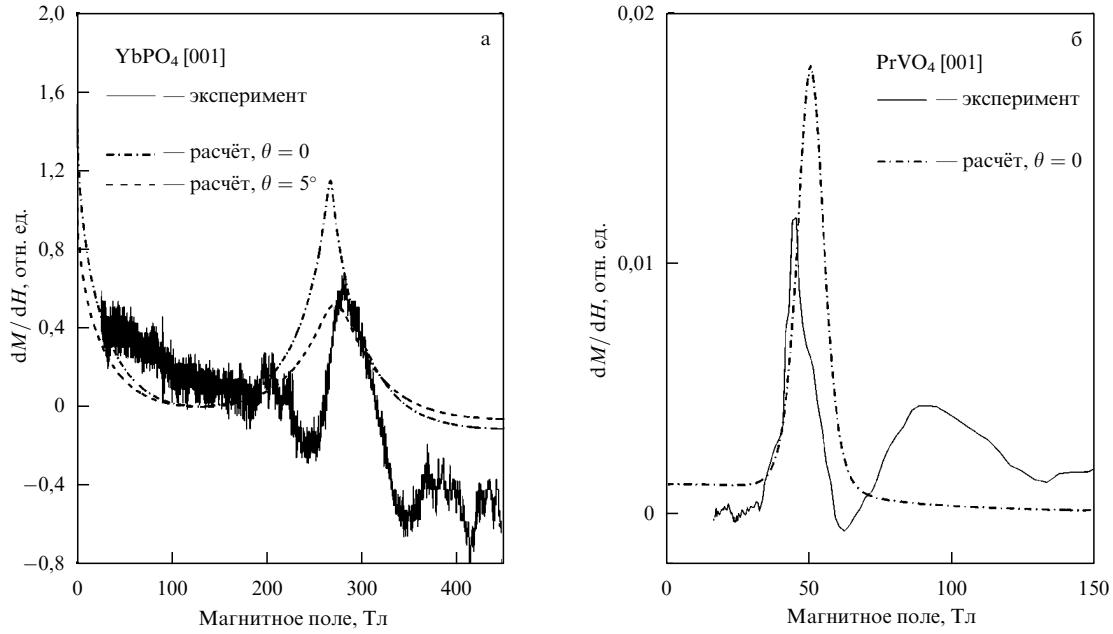


Рис. 4. Зависимости дифференциальной восприимчивости dM/dH для $YbPO_4$ (а) и $PrVO_4$ (б) для ориентации магнитного поля вблизи тетрагональной оси [001] (θ — угол разориентации).

проводящую фазу [19]. Вычисленный скачок магнитного момента равен $(0{,}95 \pm 0{,}2)\,\mu_B$ на атом Fe, что указывает на достижение насыщения в результате одиночного перехода, а не двух последовательных фазовых переходов, предсказываемых в ряде теоретических работ.

Основным объектом исследования в магнетиках являлись процессы переориентации спинов в сверхсильных магнитных полях. Исследованы спин-флип- и спин-флоп-переходы в антиферромагнетиках MnF_2, $KMnF_3$, $FeBO_3$, ступенчатая кривая намагниченности многоподрешёточного магнетика $Ho_{0,7}Y_{2,3}Fe_5O_{12}$ [20]. Магнитное поле может деформировать электронную структуру основного состояния, что приводит к индуцированному зонному магнетизму.

Исследования эффекта пересечения уровней (кроссовера) в парамагнитных цирконах $YbPO_4$, $TmPO_4$, $ErVO_4$, $PrVO_4$ были выполнены при температуре 4,2 К индукционным методом в полях величиной до 400 Тл [21, 22]. На рисунке 4 приведены экспериментальная и теоретические зависимости магнитной восприимчивости dM/dH для $YbPO_4$ при направлении магнитного поля вдоль тетрагональной оси [001]. Широкие максимумы восприимчивости при $B_c \approx 280$ Тл и $B_c \approx 50$ Тл связаны соответственно с пересечением энергетических уровней ионов Yb^{3+} и Pr^{3+}. Расчёты изотермической и адиабатической намагниченности $YbPO_4$ позволили определить изменение температуры образца в эксперименте. Образец сначала нагревается примерно на 25 К, а затем в области полей кроссовера охлаждается примерно на 20 К. Знак "элементарного" магнитокалорического эффекта определяется знаком производной $\partial M/\partial T|_{H=\mathrm{const}}$.

ССМП в некоторых соединениях, содержащих редкоземельные ионы Ce, Sm, Eu, Tm и Yb, могут индуцировать смену валентности. Такое поведение соединений обусловлено расположением 4f-уровня вблизи уровня Ферми. В частности, состояние со смешанной валентностью возникает в растворах $EuNi_2Si_2$ и $EuNi_2Ge_2$. В соединении $EuNi_2Si_2$ ион Eu^{3+} с конфигурацией $4f^6$ является немагнитным, тогда как в $EuNi_2Ge_2$ магнитный момент иона Eu^{2+} с конфигурацией $4f^7$ равен $7\,\mu_B$. В соединениях $EuNi_2(Si_{1-x}Ge_x)_2$ индуцируется валентный переход из состояния преимущественно трёхвалентных ионов в состояние преимущественно двухвалентных ионов, сопровождающийся скачком магнитного момента. Для этих соединений экспериментально определены поля магнитоиндуцированных валентных переходов для диапазона концентраций Ge вплоть до $x = 0{,}5$. Во всём диапазоне концентраций критическое поле B_c линейно увеличивается с уменьшением концентрации [23].

Исследования эффекта Фарадея в галлате-гранате тербия $Tb_3Ga_5O_{12}$ (энергетический спектр его магнитной подсистемы достаточно хорошо изучен в статических полях) в эксперименте с ССМП, скорость возрастания которого в генераторе МК-1 достигает $10^7 - 10^8$ Тл с$^{-1}$, позволили определить величину важного с методической точки зрения магнетокалорического эффекта. Показано, что температура при адиабатическом намагничивании в поле 75 Тл достигает 35 К и непредвиденного увеличения температуры в импульсных магнитных полях не происходит [23].

4. Изэнтропическое сжатие веществ давлением сверхсильного магнитного поля

Исследование поведения веществ, прежде всего их уравнений состояния (УРС), при сверхвысоких давлениях является одной из интереснейших задач физики высоких плотностей энергии [24, 25]. Особый интерес здесь представляет область низких температур, важная не только, например, для понимания строения и эволюции планет-гигантов, но и для проверки фундаментальных теоретических построений.

Для получения высоких и сверхвысоких давлений применяются два основных способа — статический и динамический, — взаимно дополняющих друг друга. В статике обычно реализуется режим изотермического сжатия при сравнительно невысоких температурах

($T < 1000$ К) [26]; в экспериментах по изучению УРС, статическое давление не превосходит 1,5 Мбар по причинам, связанным в основном с разрушением исследуемого образца. (Кроме того, возрастание давления ограничено прочностными характеристиками материала наковален.) С другой стороны, в динамическом ударно-волновом режиме температура может достигать нескольких десятков тысяч градусов, но при этом "холодное" давление не превышает и 0,5 Мбар (см., например, [27]). Ещё одним динамическим методом является изэнтропическое сжатие вещества в камере, на внешнюю поверхность которой действует однородное, плавно возрастающее внешнее давление [28]. Тепловая составляющая полного давления, в отличие от таковой в ударно-волновом методе, будет, как и в статическом методе, существенно меньше "холодной" части, и при низкой начальной температуре исследуемого вещества его изэнтропа будет близка к нулевой изотерме. В настоящее время в области *низких температур и сверхвысоких* (*мультимегабарных*) *давлений* лишь метод изэнтропического сжатия позволяет эффективно определять характеристики вещества. Для исследования свойств веществ в этой области во ВНИИЭФ применяется *изэнтропическое сжатие давлением сверхсильного магнитного поля* [29, 30]. Полученные этим методом экспериментальные результаты в основном связаны с построением нулевых изотерм изотопов водорода — протия и дейтерия. (Заметим, кстати, что во ВНИИЭФ были проведены одни из первых работ по исследованию водорода при сверхвысоких давлениях [31 – 33].)

Интерес к исследованиям термодинамических и кинетических свойств водорода не случаен — он вызван широким распространением водорода во Вселенной, а также его практической значимостью как одного из основных элементов энергетики будущего. Кроме того, предсказано наличие ряда необычных, экзотических свойств водорода: высокотемпературная сверхпроводимость его металлической фазы [34], максимум температуры на кривой плавления [35 – 37], существование двухкомпонентной сверхтекучей и сверхпроводящей жидкости [38].

Применяемый нами метод технически реализован в виде устройства сжатия, основными элементами которого являются: магнитокумулятивный генератор МК-1 [7], цилиндрическая камера сжатия [39], криогенное устройство [40] (рис. 5). Камера сжатия образована толстостенной медной обжимающей трубкой и массивными торцевыми заглушками. Под обжимающей трубкой коаксиально располагаются эталонный образец и исследуемый образец (в центре). Криоустройство, содержащее сосуд для хранения жидкого гелия и вакуумируемый криопровод, предназначено для предварительного охлаждения исследуемого газа до твёрдого состояния ($T_0 \approx 5$ К). Под действием созданного в криососуде избыточного давления хладагент поднимается вверх по криопроводу и постепенно охлаждает камеру сжатия вместе с её содержимым. Во время разряда мощной конденсаторной батареи на соленоид генератора в его полости, в зазоре между соленоидом и обжимающей трубкой, создаётся начальный магнитный поток. В процессе работы генератора МК-1 магнитное поле в зазоре усиливается до мегагауссных значений, оказывая на внешнюю поверхность камеры сжатия однородное магнитное давление $B^2/8\pi$. В результате трубка камеры

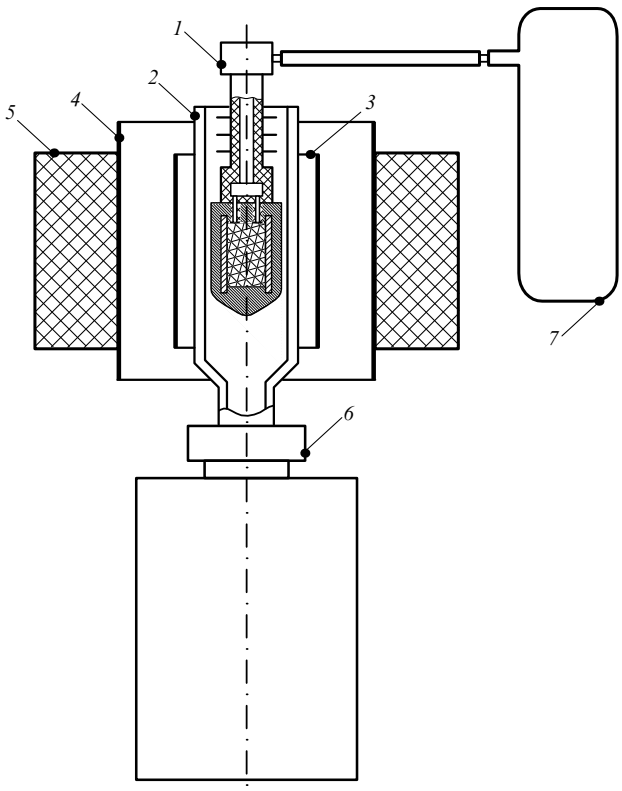


Рис. 5. Схема устройства сжатия: *1* — криоконтейнер с камерой сжатия, заполненной исследуемым веществом, *2* — криопровод, *3* — второй каскад генератора МК-1, *4* — соленоид начального поля генератора (первый каскад), *5* — кольцевой заряд взрывчатого вещества, *6* — сосуд для хранения жидкого гелия, *7* — ёмкость с исследуемым газом.

схлопывается без образования ударных волн и сжимает (в течение ≈ 15 мкс) находящиеся в ней вещества до мегабарных давлений.

Важную и существенную часть исследований составляет численное моделирование процессов, происходящих в устройстве сжатия, с помощью созданных во ВНИИЭФ пакетов прикладных программ [41 – 43]. Одной из основных целей моделирования является выбор такой геометрии камеры сжатия, таких её начальных размеров и начального поля МК-генератора, которые обеспечивали бы минимальные градиенты давления в рабочей зоне камеры сжатия. Результаты расчётов использовались также при разработке применяемой нами рентгенографической методики измерения размеров [44]. Наконец, расчёты используются и при анализе результатов экспериментов, что позволяет оценить градиентную поправку при определении давления в исследуемом образце.

Способ определения плотности ρ и давления P сжатого вещества заключается в следующем. При проведении эксперимента центральная часть экспериментального устройства просвечивается импульсом тормозного излучения бетатрона БИМ-234 [45, 46] с регистрацией изображения на рентгеновской плёнке. Рентгенографирование производится в тот момент, когда давление в камере сжатия достигает сверхвысоких значений. По результатам обработки изображений на рентгеновском снимке, полученных в эксперименте, определяются размеры, а следовательно, и сжатие как исследуемого, так и эталонного образцов. По известным значениям сжатия и

начальной плотности ρ_0 образца, легко определить его плотность в момент рентгенографирования. По плотности эталона с помощью его известной изэнтропы можно определить давление в эталоне, а после учёта небольших расчётных поправок — и в исследуемом веществе. В качестве эталона лучше всего подходит алюминий, для которого накоплен и обработан наиболее обширный и представительный статистический материал, охватывающий требуемый интервал давлений [47 – 53]. Для того чтобы по рентгеновскому снимку можно было определить размеры сжатых образцов с приемлемой точностью, на границах, отделяющих образцы друг от друга и от обжимающей трубки, должен располагаться тонкий слой высокоплотного материала. В нашем случае в качестве такого материала использовался сплав, содержащий 95 % вольфрама. Таким образом, проведя эксперимент с рентгенографированием, получаем для исследуемого вещества точку на плоскости $P-\rho$. Изменяя от эксперимента к эксперименту время рентгенографирования, получаем набор точек, соответствующий его "холодной" изэнтропе.

С применением описанных выше устройства сжатия и измерительной методики во ВНИИЭФ были проведены серии опытов [54, 55], конечной целью которых являлось построение нулевых изотерм для протия и дейтерия в интервале давлений 1 – 5 Мбар. Полученные для H_2 и D_2 экспериментальные точки (в координатах $P-\rho/\rho_0$) приведены на рис. 6. Сплошной линией представлена кривая, аппроксимирующая экспериментальные данные. Штриховой кривой показана экстраполяция в мегабарную область нулевой изотермы, построенной в опытах на алмазных наковальнях [56]. Приведена также аналогичная кривая (пунктирная), предложенная в [57] для молекулярной и атомарной фаз протия и дейтерия. Данные [54, 55] не указывают на какие-либо драматические отклонения в поведении исследуемых нулевых изотерм. Некоторая немонотонность в расположении точек на диаграмме при давлениях, превышающих 4 Мбар, возможно, связана с полиморфным превращением в решётке или даже с её плавлением давлением [35]. Видно, что точки [54, 55] в пределах погрешностей согласуются с нулевой изотермой [56], хотя при давлениях, бóльших 1 Мбар, лежат всё же несколько выше. Их расположению не противоречит и полуфеноменологическая изотерма [57], учитывающая результаты опытов [31 – 33] по квазиизэнтропическому сжатию газообразного (в начальном состоянии) протия[1] (рис. 6а). Но в соответствии с [57] в области давлений от 3 до 4 Мбар должен происходить переход кристалла из молекулярной фазы в атомарную со значительным ($\approx 14\,\%$) скачком плотности. (Согласно [56] давление перехода превосходит 6 Мбар, а скачок плотности будет в несколько раз меньшим.) Для прояснения хода нулевой изотермы в указанной области давлений требуется проведение дополнительных экспериментов при более высокой точности измерения размеров исследуемых образцов. Отметим также, что построенная в [55] по результатам

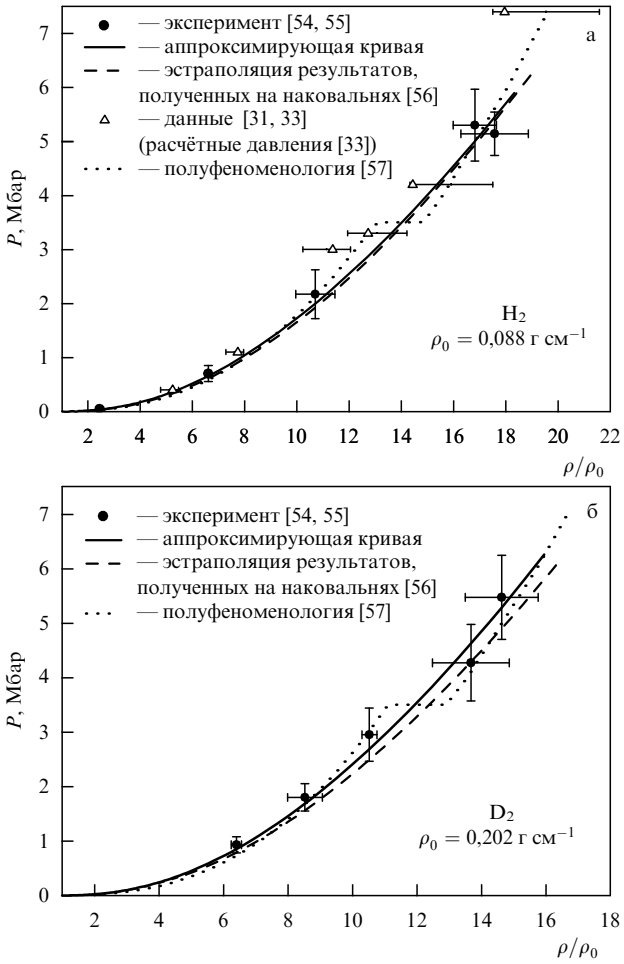


Рис. 6. Диаграммы "давление – сжатие" для протия (а) и дейтерия (б).

экспериментов кривая сжатия статической решётки протия и дейтерия находится в хорошем согласии с результатами первопринципных расчётов [58 – 62].

И наконец, следует особо подчеркнуть: изложенный выше способ исследований позволяет также строить кривые "холодного" сжатия прочих веществ, состоящих из элементов с малыми атомными номерами, таких, например, как гелий, литий, графит, вода, гидриды лёгких металлов и многих других.

5. Заключение

В результате многолетней работы предложенная А.Д. Сахаровым идея магнитной кумуляции энергии развита во ВНИИЭФ до уровня физического метода получения сверхсильных магнитных полей с глубоким пониманием физических процессов и закономерностей. Разработаны конструкции физических приборов — каскадных генераторов сверхсильных магнитных полей 10- и 20-мегагауссного диапазонов. Разработаны приёмы внедрения созданного метода в практику научных исследований, что позволило проводить систематические исследования в фундаментальных направлениях физики: физике твёрдого тела (оптические, магнитные, транспортные свойства веществ), физике экстремального состояния вещества (изэнтропическое сжатие давлением мегабарного диапазона). Результаты исследований составили существенную часть содержания регулярных международных мегагауссных конференций, две из кото-

[1] Полученным в [31 – 33] состояниям исследуемого вещества соответствуют расчётные значения температур, превышающие 2000 К [33]. Проведённые недавно на алмазных наковальнях эксперименты [36, 37] указывают на существование разворота на кривой плавления протия вблизи $T = 1000$ К, поэтому результаты [31 – 33] относятся скорее не к "холодному" веществу, а к плотной разогретой материи.

рых — седьмая и девятая — были организованы и проведены силами сотрудников ВНИИЭФ [63, 64].

Список литературы

1. Сахаров А Д и др. *ДАН СССР* **165** 65 (1965) [Sakharov A D *Sov. Phys. Dokl.* **10** 1045 (1966)]
2. Сахаров А Д *УФН* **88** 725 (1966) [Sakharov A D *Sov. Phys. Usp.* **9** 294 (1966)]
3. Павловский А И и др. *ПТЭ* (5) 195 (1979)
4. Павловский А И и др. *Письма в ЖТФ* **9** 1360 (1983)
5. Павловский А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **38** 437 (1983) [Pavlovskii A I et al. *JETP Lett.* **38** 529 (1983)]
6. Павловский А И и др., в сб. *Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение* (Под ред. В М Титова, Г А Швецова) (М.: Наука, 1984) с. 14
7. Павловский А И и др., в сб. *Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение* (Под ред. В М Титова, Г А Швецова) (М.: Наука, 1984) с. 19
8. Bykov A I et al. *Physica B* **216** 215 (1996)
9. Долотенко М И и др., Патент 2065247 РФ; *Бюлл. изобрет.* (8) 107 (1996)
10. Tatsenko O M, Selemir V D, in *Megagauss Magnetic Field Generation, its Application to Science and Ultra-High Pulsed-Power Technology*: *Proc. of the VIIIth Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics* (Ed. H J Schneider-Muntau) (Hackensack, NJ: World Scientific, 2004) p. 207
11. Selemir V D, Tatsenko O M, Platonov V V, in *Proc. of the X Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics* (Ed. M von Ortenberg) (Berlin, 2004) p. 219
12. Boyko B A et al., in *12th IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Monterey, Calif., USA, 1999, Digest of Technical Papers* (Eds C Stallings, H Kirbie) (New York: IEEE, 1999) p. 746
13. Звездин А К и др. *УФН* **168** 1141 (1998) [Zvezdin A K et al. *Phys. Usp.* **41** 1037 (1998)]
14. Звездин А К и др. *УФН* **172** 1303 (2002) [Zvezdin A K et al. *Phys. Usp.* **45** 1183 (2002)]
15. Pavlovskii A I et al. *Physica C* **162–164** 1659 (1989)
16. Быков А И и др. *Сверхпроводимость*: *физика, химия, техника* **8** (1) 37 (1995)
17. Puhlmann N et al. *Physica B* **294–295** 447 (2001)
18. Gavrilenko V I, in *Proc. of the 14th Intern. Symp.* "*Nanostructures*: *Physics and Technology*", *St. Petersburg, Russia, 2006*, p. 166
19. Кудасов Ю Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **68** 326 (1998) [Kudasov Yu B et al. *JETP Lett.* **68** 350 (1998)]
20. Zvezdin A K et al., in *Itinerant Electron Magnetism*: *Fluctuation Effects* (Eds D Wagner, W Brauneck, A Solontsov) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998) p. 285
21. Kirste A et al. *Physica B* **336** 335 (2003)
22. Kazei Z A et al. *Physica B* **346–347** 241 (2004)
23. Левитин Р З и др. *ФТТ* **44** 2013 (2002) [Levitin R Z et al. *Phys. Solid State* **44** 2107 (2002)]
24. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966) [Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Mineola, NY: Dover Publ., 2002)]
25. Фортов В Е *Экстремальные состояния вещества* (М.: Физматлит, 2009); Fortov V E *Extreme States of Matter on Earth and in the Universe* (Berlin: Springer, 2011)
26. Jayaraman A *Rev. Mod. Phys.* **55** 65 (1983)
27. Трунин Р Ф *ЖТФ* **76** (7) 90 (2006) [Trunin R F et al. *Tech. Phys.* **51** 907 (2006)]
28. Godwal B K, Sikka S K, Chidambaram R *Phys. Rep.* **102** 121 (1983)
29. Pavlovskii A I et al., in *Megagauss Physics and Technology* (Ed. P J Turchi) (New York: Plenum Press, 1980) p. 627
30. Pavlovskii A I et al., in *Megagauss Technology and Pulsed Power Applications. Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics* (Eds C M Fowler, R S Caird, D J Erickson) (New York: Plenum Press, 1987) p. 255
31. Григорьев Ф В и др. *Письма в ЖЭТФ* **16** 286 (1972) [Grigor'ev F V et al. *JETP Lett.* **16** 201 (1972)]
32. Григорьев Ф В и др. *ЖЭТФ* **69** 743 (1975) [Grigor'ev F V et al. *Sov. Phys. JETP* **42** 378 (1975)]
33. Григорьев Ф В и др. *ЖЭТФ* **75** 1683 (1978) [Grigor'ev F V et al. *Sov. Phys. JETP* **48** 847 (1978)]
34. Ashcroft N W *Phys. Rev. Lett.* **21** 1748 (1968)
35. Bonev S A et al. *Nature* **431** 669 (2004)
36. Deemyad S, Silvera I F *Phys. Rev. Lett.* **100** 155701 (2008)
37. Eremets M I, Troyan I A *Письма в ЖЭТФ* **89** 198 (2009) [*JETP Lett.* **89** 174 (2009)]
38. Babaev E, Sudbø A, Ashcroft N W *Phys. Rev. Lett.* **95** 105301 (2005)
39. Boriskov G V et al., in "*Megagauss-XI*", *Proc. of the Eleventh Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics* (Eds Ivor Smith, Bucur Novac) (London, 2007) p. 269
40. Boriskov G V et al., in *Proc. of 2006 Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics* (Eds G F Kiuttu, R E Reinovsky, P J Turchi) (Piscataway, NJ: IEEE, 2007) p. 465
41. Борисков Г В, Тимарёва В И, в сб. *VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии* (Саров: ФГУП "РФЯЦ – ВНИИЭФ", 2006) с. 516
42. Борисков Г В, Тимарёва В И, в сб. *VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии* (Саров: ФГУП "РФЯЦ – ВНИИЭФ", 2006) с. 509
43. Борисков Г В, Тимарёва В И, Соколов С С, в сб. *X Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии, Саров, 11–14 марта, 2008*, с. 285
44. Pavlov V N et al., in *XII Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Abstracts* (Ed. G A Shvetsov) (Novosibirsk: Lavrentyev Institute of Hydrodynamics, 2008) p. 123
45. Павловский А И и др. *ДАН СССР* **160** 68 (1965) [Pavlovskii A I et al. *Sov. Phys. Dokl.* **10** 30 (1965)]
46. Kuropatkin Yu P et al., in *11th IEEE Pulsed Power Conf. Digest of Technical Papers* (Eds G Cooperstein, I Vitkovitsky) (Piscataway, NJ: IEEE, 1997) p. 1663
47. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **38** 790 (1960) [Al'tshuler L V et al. *Sov. Phys. JETP* **11** 573 (1960)]
48. Симоненко В А и др. *ЖЭТФ* **88** 1452 (1985) [Simonenko V A et al. *Sov. Phys. JETP* **61** 869 (1985)]
49. Альтшулер Л В, Брусникин С Е, Кузьменков Е А *ПМТФ* (1) 134 (1987) [Al'tshuler L V, Brusnikin S E, Kuz'menkov E A *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **28** 129 (1987)]
50. Nellis W J et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 1414 (1988)
51. Greene R G, Luo H, Ruoff A L *Phys. Rev. Lett.* **73** 2075 (1994)
52. Калиткин Н Н, Кузьмина Л В, в сб. *Ударные волны и экстремальные состояния вещества* (Под ред. В Е Фортова, Л В Альтшулера, Р Ф Трунина, А И Фунтикова) (М.: Наука, 2000) с. 107
53. Трунин Р Ф и др., в сб. *Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ* (Под ред. Р Ф Трунина) (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2006) с. 24
54. Boriskov G V et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **121** 072001 (2008)
55. Boriskov G V et al. *Contrib. Plasma Phys.*, DOI 10.1002/ctpp.201010106 (2010)
56. Loubeyre P et al. *Nature* **383** 702 (1996)
57. Копышев В П, Урлин В Д, в сб. *Ударные волны и экстремальные состояния вещества* (Под ред. В Е Фортова, Л В Альтшулера, Р Ф Трунина, А И Фунтикова) (М.: Наука, 2000) с. 297
58. Barbee T W (III), Cohen M L, Martins J L *Phys. Rev. Lett.* **62** 1150 (1989)
59. Kaxiras E, Guo Z *Phys. Rev. B* **49** 11822 (1994)
60. Natoli V, Martin R M, Ceperley D M *Phys. Rev. Lett.* **70** 1952 (1993)
61. Natoli V, Martin R M, Ceperley D *Phys. Rev. Lett.* **74** 1601 (1995)
62. Pierleoni C, Ceperley D M, Holzmann M *Phys. Rev. Lett.* **93** 146402 (2004)
63. *Megagauss and Megaampere Pulse Technology and Applications* (Eds V K Chernyshev, V D Selemir, L N Plyashkevich) (Sarov: VNIIEF, 1997)
64. *Megagauss-9* (Eds V D Selemir, L N Plyashkevich) (Sarov: VNIIEF, 2004)