

## ФИЗИКА ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЕЙ ЭНЕРГИИ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

*С. И. Анисимов<sup>a</sup>, В. В. Жаховский<sup>b</sup>, Н. А. Иногамов<sup>a,b\*</sup>,  
К. П. Мигдал<sup>b</sup>, Ю. В. Петров<sup>a,c</sup>, В. А. Хохлов<sup>a,\*\*</sup>*

<sup>a</sup> *Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Всероссийский НИИ автоматики им. Н. Л. Духова  
127055, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Московский физико-технический институт  
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 30 мая 2019 г.,  
после переработки 11 июня 2019 г.  
Принята к публикации 14 июня 2019 г.

Эта статья посвящена юбилею И. М. Халатникова, основателя и первого директора Института теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук. И. М. Халатников организовал первоклассный институт, исследования в котором покрывают широкий спектр научных направлений. Сектор лазеров и плазмы института ведет исследования по проблемам физики плазмы, по взаимодействию лазерного излучения с веществом, по вопросам, относящимся к лазерным приложениям, по проблемам гидродинамики. Много внимания уделяется физике твердого тела с акцентом на поведение вещества в экстремальных условиях, возникающих при интенсивном воздействии. Излагается ряд новых результатов: поведение металлов в двухтемпературных состояниях (когда из-за сверхбыстрого лазерного нагрева температура электронной подсистемы металла намного превышает температуру ионной подсистемы); определение границ существования одноволнового режима распространения упруго-пластических ударных волн в кристаллах ковких металлов; формирование лазерного факела из вещества мишени и жидкости при лазерной абляции металла в окружающую жидкость; физико-механические последствия (плавление, капиллярность, рекристаллизация) неоднородной (вдоль по облученной поверхности) диссипации энергии, вызванной интерференцией плазмон-поляритонных и лазерных электромагнитных полей.

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию И. М. Халатникова*

**DOI:** 10.1134/S0044451019100249

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Работы сектора лазеров и плазмы ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН в основном касаются проблем физики высоких плотностей энергии. Так называется область науки, в которой рассматриваются вещества твердотельных плотностей, нагретые до температур порядка электронвольта. Причем нас интересуют давления от промежуточных до высоких (десятки–сотни ГПа) и растягивающие напряжения до 1–10 ГПа, вызывающие разруше-

ние конденсированных фаз. Это трудная область, изучение которой необходимо для многих важных приложений (недра планет, пучковые воздействия, высокоскоростные соударения конденсированных тел). Сложности описания состояний, относящихся к физике высоких плотностей энергии, связаны с тем, что потенциальная энергия  $U$  межатомных взаимодействий порядка кинетической энергии  $K$ . Следовательно, не пригодны ни теории конденсированных твердых и жидких фаз,  $K \ll U$ , ни теория газообразной плазмы,  $U \ll K$ .

В рассматриваемых приложениях (например, пучковые воздействия) нельзя ограничиться только термодинамикой состояний с высокой плотностью

\* E-mail: nailinogamov@gmail.com

\*\* E-mail: khokhlov@itp.ac.ru

энергии. Системы находятся в движении, поэтому термодинамические явления переплетаются с гидродинамическими. Движения бывают как медленные, тогда нами применяется равновесная термодинамика, так и сверхбыстрые. Для описания сверхбыстрых изменений мы применяем кинетические подходы. В кинетике к системе гидродинамических уравнений, в левых частях которых стоят производные по времени от плотности, скорости и внутренней энергии, присоединяются дополнительные уравнения с добавочными производными по времени. Например, в случае физики высоких плотностей энергии двухтемпературной среды появляется дополнительное уравнение энергии. Об этом говорится ниже в тексте статьи.

Процессы, инициируемые лазерными пучками, приводят к сжатиям и растяжениям вещества. В связи с этим в статье рассматриваются физика ударных волн и явления, имеющие место при объемном расширении. Расширение горячих конденсированных сред сопровождается испарением. В свою очередь, пары при уменьшении плотности охлаждаются и конденсируются (производство наночастиц). Особенно сложно протекает этот процесс при расширении паров в окружающую жидкость (лазерная абляция в жидкую среду).

Растяжение по инерции менее горячих ( $U > K$ ) веществ при достаточной амплитуде градиента скорости растяжения ведет к механическому разрушению конденсированной фазы. Говорят о фрагментации или отколе в сплошной среде. В случае твердой фазы фрагментация связана с образованием сети трещин [1]. В расплаве происходит нуклеация пузырьков — кавитация. Объем, занятый пузырьками в смеси жидкость–пар, растет под действием отрицательного давления. Так формируются вспененные слои, эволюция которых сказывается на составе вылетевших частиц и на поверхностных структурах, остающихся после воздействия.

Удивительным образом при лазерном воздействии на пленки могут сочетаться явления кавитации на фронтальной стороне пленки и откол в твердой среде на тыльной стороне пленки [2]; фронтальной называем облучаемую поверхность. Более того, при достаточной энергетике на фронтальной стороне сочетается испарение внешних слоев с кавитацией и вспениванием более глубоких слоев.

Важную роль играют эффекты, обусловленные фазовыми переходами. Очень существенно сказывается плавление. Переход в жидкую фазу скачком убирает сопротивление деформированию формы тела. Качественным образом меняется динамика, на-

чинаются растяжение пленок и перетоки вещества на значительные расстояния.

Не менее замечательно проявляет себя обратный переход из жидкой в твердую фазу, особенно когда зона кристаллизации распространяется по движущемуся телу. Именно таким способом образуются самые разные поверхностные структуры: от уединенных типа куполов при остросфокусированном воздействии (малое пятно) до сложноустроенных затвердевших поверхностей. Такие поверхности появляются после ультракороткого воздействия (длительностью до нескольких пикосекунд) и при большой площади пятна (размер пятна облучения от десятков микрометров).

Возмущения внутри больших пятен представляют собой нагромождение замороженных стенок-мембран, окружающих вогнутые ямки, и затвердевших струй часто с каплей наверху в вершине струи. На поверхности лежит дебрис в виде шариков. Это капли, оторвавшиеся и возвращенные назад поверхностным натяжением. Ямки — это следы пузырей пены. Сложные структуры образуются и при оптическом, и при рентгеновском воздействии вследствие конкуренции инерции, капиллярных сил и быстрой рекристаллизации: охлаждение в темпе  $10^{12}$  К/с, переохлаждения расплава в сотни градусов, предельные скорости продвижения зон замораживания около 100 м/с (они определяются диффузией атомов в расплаве). Следовательно, на их формировании мало сказываются плазмоны (рентгеновские частоты намного превышают плазменные).

Много внимания в литературе уделяется вопросам производства наночастиц. Лазерная абляция в жидкость является экологически чистым вариантом такого производства. Сегодня теория соответствующих процессов существенно отстает от эксперимента, где, действуя эмпирически, практики применяют самые разные условия облучения по длительности, энергетике и размеру пятна воздействия. Ниже в статье рассмотрена проблема описания абляции при облучении через прозрачную жидкость мишени, поглощающей свет.

К передовым относится технологическое направление с использованием комбинированных воздействий. Складываются электромагнитные волны от лазера и от поверхностных плазмон-поляритонов. Таким образом осуществляется на микромасштабах тонкое управление пространственным распределением мощности диссипации в скин-слое металла. Используются точная синхронизация во времени и пространстве, когерентность и фазовые характери-

стики волн. Распределение мощности связано с интерференцией и формированием стоячей волны. В результате записывается голограмма (заданный рельеф на поверхности), при освещении которой на поверхности инициируется плазмон-поляритон с заданной фазой [3].

Деятельность сектора ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН связана с построением физических моделей и с предсказательным численным моделированием на этой основе. Во многом такое моделирование основано на уравнениях термодинамического состояния взаимодействующих веществ. Современная база данных по уравнениям состояния создана в ОИВТ РАН и ИПХФ РАН [4–7]. Важным был толчок к развитию расчетно-экспериментальной базы уравнений состояния, связанный с миссией Вега — проект Венера и комета Галлея (см. следующий раздел). Физические модели необходимы для теоретического описания и оптимизации лазерных экспериментов, которые ведутся в отделе М. Б. Аграната ОИВТ РАН.

Структура статьи следующая. В разд. 2 излагаются вопросы, связанные с уравнениями состояния конденсированных веществ и их гидродинамическими приложениями. Раздел 3 посвящен физике взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с веществом. В разд. 4 представлены результаты по ударным волнам в твердых телах. Проблемы сверхскоростного удара изложены в разд. 5. Астрофизическим приложениям и лазерным технологиям посвящены соответственно разд. 6 и 7.

В 60–90 гг. в секторе под руководством С. И. Анисимова было получено много основополагающих результатов. Они относятся к плазменной короне и лазерному термоядерному синтезу [8, 9], к коническим мишеням для генерации нейтронов при лазерном воздействии [10]; к уравнениям Власова, плазменным параметрическим неустойчивостям и ленгмюровскому коллапсу [11–13]. Детально изучены испарительная абляция [14–17] и неустойчивость фронта такой абляции [17–19]. Проанализирована устойчивость фронтов плавления и рекристаллизации [18–23]. Изучены гидродинамические и кнудсеновские режимы расширения пара и сосуществование этих режимов [24–28]. Кинетика испарения является сложным, многоступенчатым процессом [28]. Описаны трехмерные эффекты разлета [29, 30] и сжатия сферической мишени [31] с помощью изящного точного решения (эллипсоиды с линейным распределением скорости по радиусу). Этот подход восходит к известным классическим решениям для вращающихся тел наподобие сфероида МакЛорена и эллипсоидов

Дирихле; при вращении распределение скорости — линейная функция радиуса. При решении используется дополнительный интеграл движения. Недавно Е. А. Кузнецовым было выяснено, что математически соответствующие уравнения связаны с системами Ермакова [32]. Было открыто, что оптический пробой диэлектриков связан с субмикронными включениями [33–37]. Важными являются работы по фотоэмиссии электронов, металлическому водороду и жидким кристаллам. Огромная работа выполнена по гидродинамике и гидродинамическим неустойчивостям. К сожалению, обзор всех этих исследований слишком велик и далеко выходит за рамки данной статьи, посвященной новым результатам.

## 2. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ УДАР

Проект Вега оказался самым успешным из всех советских научных исследований в космосе. Это связано, во-первых, с грамотным руководством институтами и согласованными действиями подразделений АН СССР и, во-вторых, с плодотворным трудом ученых. ИТФ им. Л. Д. Ландау в лице своего руководителя И. М. Халатникова внес значительный вклад в проект (отмеченный государственной премией СССР). Эффективно работала проверенная временем связка сектора С. И. Анисимова и научной группы Института высоких температур, которую возглавлял В. Е. Фортвов.

В результате были достигнуты две важнейшие цели.

1) Предложена, обоснована и осуществлена оригинальная концепция противопопылевой защиты аппарата [38–41]. Защита была выполнена в виде бамперного экрана с двумя листами. При этом первый лист играет роль испарителя сверхбыстрых кометных пылинок.

2) Сконструирован и установлен на борт прибор «Фотон». С помощью прибора были впервые получены данные по наиболее крупной фракции кометной пыли в коме кометы [42].

К комете была направлена флотилия из шести спутников, созданных и управлявшихся четырьмя национальными космическими агентствами. Наиболее важной составляющей флотилии были два российских аппарата, Вега-1 и Вега-2, и Джотто — детище европейского космического агентства. Эти три аппарата были оснащены множеством научных приборов. Многие из них разрабатывались в Институте космических исследований, научным руководителем

проекта являлся Р. З. Сагдеев. Ключевую роль играли Вега-1 и Вега-2. Дело в том, что благодаря детальной информации о траектории кометы, поступившей от них, удалось осуществить высокоточное наведение на комету аппарата Джотто, летевшего позади Вега 6 и 9 марта 1986 г. состоялись рандеву Вега с кометой на расстояниях 9 и 8 тысяч километров.

Через несколько дней (ночью с 13 на 14 марта 1986 г.) после коррекции полета с помощью советских аппаратов, Джотто пролетел на расстоянии 600 км от ядра кометы. Находясь столь близко к ядру в период прохождения точки перигелия кометы, Джотто получил существенные повреждения. Комета Галлея прошла точку перигелия своей орбиты 10 марта. В дни прохождения перигелия из-за близости к Солнцу активность кометы была наиболее высокой.

Получена ценнейшая информация о комете, только предварительные сообщения заполнили майский номер журнала Nature (том 321, 15 мая 1986 г.). На них имеются несколько тысяч ссылок. Например, точно определены размеры кометы — гигантского образования объемом порядка годового стока Волги или порядка вулкана Эльбрус. Оказалось, что комета чрезвычайно плохо отражает свет (альbedo — проценты, чернее угля, говорили о «мартовском снеге») и сильно нагрета. Изучен состав пыли — много органики (важно для концепций происхождения жизни на Земле), определено распределение пылинок по размерам на разных расстояниях от кометы. Упомянутый выше прибор «Фотон» дал сведения о крупных пылинках, зафиксировал сильную пространственную неоднородность пылевого облака [42].

Веги летели к комете более года, при этом прохождение комы на расстояниях порядка 10000 км заняло около 5 мин. Это было связано с чрезвычайно высокой скоростью сближения аппаратов (80 км/с!) с ядром кометы (близость к Солнцу и сближение на встречных курсах). Центральная зона комы на стадии прохождения перигелия заполнена плотными газами и кометной пылью высокой концентрации. Именно поэтому исключительно важной была упомянутая выше проблема противопылевой защиты аппарата.

Конечно, исследования на скоростях около 100 км/с не проблема, если речь идет об отдельных атомах. Но здесь мы говорим о конденсированных частицах массой до  $10^{-9}$  г и размерами до 10 мкм. На Земле до сих пор не существует устройств, в которых можно было бы ускорить частицы такой

массы до 100 км/с. На ускорителе Ван-де-Граафа (электростатический ускоритель) при предельном напряжении 2 МВ до указанной скорости разгоняются только частицы субмикронных размеров, причем контроль массы представляет собой отдельную проблему.

Для подготовки полета за несколько лет была проведена огромная работа. Работа проводилась в ИТФ им. Л. Д. Ландау АН СССР (директор И. М. Халатников) в секторе С. И. Анисимова совместно с научным коллективом В. Е. Фортова. При необходимости привлекались специалисты других подразделений: НПО им. Лавочкина, Московского авиационного института, ИФТТ, Института космических исследований. В результате до полета было понято, как протекает взаимодействие сверхскоростной кометной пылинки с конструкциями аппарата.

Как это выяснить в отсутствие прямого эксперимента? Были разработаны мощные программы трехмерных расчетов столкновения. Были созданы аккуратные описания уравнений состояния конденсированных веществ. Важнейший вклад коллектива В. Е. Фортова заключался в разработке многофазных широкодиапазонных уравнений состояния [39, 40].

Дело в том, что при такого рода взаимодействии имеет место диссипация огромной кинетической энергии — около полумиллиона градусов на нуклон; для сравнения, при ударе бронебойного снаряда энергия на нуклон на четыре порядка меньше. Поэтому требуется охват всех фаз от кристаллической до расплава, от расплава до испарения и нагрева до состояния плазмы. Поясним необходимость широкодиапазонных уравнений состояния.

При рандеву с кометой Галлея энергия на атом, скажем, железа составляет около 2 кэВ при потенциале первой ионизации 8 эВ. Таким образом в ближней зоне удара возникает плазма многозарядных ионов, а температура падает более чем на порядок (из-за расходов на ионизацию) по сравнению с температурой около 2 кэВ, которая была бы при пренебрежении ионизацией. Далее по времени из-за расширения происходит быстрое уменьшение плотности и температуры, продукты соударения представляют собой рекомбинирующую плазму, газ нейтралов, кластеры конденсатов, капли гидродинамического выброса жидкости и твердые частицы периферийного откольного разрушения. Продукты разлетаются в широких интервалах углов вылета и со скоростями вылета от десятков км/с до десятков м/с.

Отметим, что до полета в своих оценках ученые-кометологи пренебрегали ионизацией (пылинка представлялась уравнением состояния идеального газа), а ударная волна в преграде описывалась, как сильная ударная волна Седова; напомним, что это решение годится только для идеального газа с фиксированным показателем адиабаты. Отсюда ясна огромная роль гидродинамических программ в реальной геометрии и с реальными уравнениями состояния. Такие необходимые исследования были выполнены в секторе С. И. Анисимова вместе с коллективом В. Е. Фортова.

Более того, численные исследования были дополнены сравнениями с натурными опытами, что позволило доказать адекватность физических моделей и примененных кодов. Опыты выполнялись с применением лазеров и высокоточных релятивистских электронных пучков (Ангара) [41]. При этом параметры воздействия (энергетика, длительность, размер пятна) соответствовали удару кометной пылинки.

В результате проведенных работ была разработана система защиты космических аппаратов от налетающей кометной пыли. Таким образом, был внесен неопределимый вклад в успешное выполнение проекта.

### 3. УЛЬТРАКОРОТКИЕ ИМПУЛЬСЫ

Наш сектор можно назвать родоначальником теории мощного лазерного ультракороткого воздействия. Действительно, классическая работа [43], в которой описана физика явлений, возникающих при облучении вещества сверхкороткими импульсами, примерно на 10 лет опередила создание таких лазеров в 80-е годы. Исключительная важность тематики с использованием фемтосекундных лазеров была отмечена в 2018 г. присуждением Нобелевской премии по физике Жерару Муру и Донне Стрикленд.

#### 3.1. Физика двухтемпературных состояний

Учет двухтемпературных состояний требуется в случаях, когда на металл действует ультракороткий (длительностью  $\tau_L \sim 0.01\text{--}1$  пс) лазерный импульс. Дело в том, что поглощенная лазерная энергия диссипирует в электронной подсистеме; при этом за время действия импульса не успевает установиться температурное равновесие между электронной и ионной подсистемами [43]. Соответственно электронная температура  $T_e$  оказывается намного выше, чем ионная температура  $T_i$ . На сегодняшний

день теория двухтемпературных состояний, стартовавшая с пионерских работ [43, 44], имеет уже продолжительную историю своего развития [45, 46]. В данном разделе описаны подходы и результаты, полученные в секторе, по теплофизике (уравнение состояния) и кинетическим коэффициентам (теплопроводность и коэффициент электрон-ионного теплообмена) веществ, находящихся в двухтемпературных состояниях.

Кроме параметра  $\tau_L$ , определяющего продолжительность лазерного воздействия, имеются три внутренних релаксационных масштаба времени:  $\tau_{ee} = 1/\nu_{ee}$ ,  $\tau_{ei} = 1/\nu_{ei}$ ,  $\tau_{ii} = 1/\nu_{ii}$ , определяемые частотами электрон-электронных, электрон-фононных и фонон-фононных столкновений. От них зависят распределения электронов и ионов по энергии.

За времена порядка  $\tau_{ee} = 1/\nu_{ee}$  устанавливается фермиевское распределение электронов с текущей локальной по веществу температурой  $T_e(x, t)$ ; для простоты говорится об одномерном случае с координатой  $x$  по пространству. До температур  $T_e \sim 1$  эВ [47] частота  $\nu_{ee}$  растет примерно как квадрат электронной температуры; при более высоких температурах  $T_e$  рост функции  $\nu(T_e)$  резко замедляется [47]. Оценки [48, 49] показывают, что если поглощенная за время ультракороткого импульса энергия превышает величину порядка  $1$  мДж/см<sup>2</sup>, то установление фермиевского распределения в металле происходит за время порядка длительности рассматриваемых здесь импульсов  $0.1$  пс. Нас интересуют ситуации, когда поглощенная мишенью энергия превышает пороги плавления и абляции. Типичные пороги абляции порядка  $100$  мДж/см<sup>2</sup>; порог плавления в несколько раз ниже. Поэтому с самых ранних стадий действия импульса допустимо пользоваться температурой  $T_e$  для описания электронной подсистемы.

Сечения электрон-электронных и электрон-ионных столкновений сопоставимы, но из-за большого отношения масс иона и электрона время  $t_{eq}$  передачи поглощенной энергии из электронной в ионную подсистему намного превышает масштаб времени порядка  $\tau_{ee}$ ; разумеется, это сказано для нашего интервала поглощенных энергий, начинающегося со значений порядка десятков и сотен мДж/см<sup>2</sup>, когда  $\tau_{ee}$  снижается до значений  $1\text{--}10$  фс. Этим фактом объясняется обособление физики двухтемпературных состояний в отдельное научное направление. Поясним, что времена свободного полета при электрон-электронном  $\tau_{ee}$  и электрон-фононном  $\tau_{ei}$  столкновениях (в интересующих нас условиях) сравнимы, а время  $t_{eq}$  намного больше времен  $\tau_{ee}$  и  $\tau_{ei}$ .

В этом месте целесообразно пояснить двухтемпературную модель в отношении фононной подсистемы. Обычно применяют приближение изотропного упругого тела, дебаевскую модель твердого тела с продольными и поперечными модами, и считают, что температуры фононной подсистемы выше дебаевской и что фононная подсистема находится в равновесии, т. е. характеризуется температурой ионов  $T_i$ . При этом частота наиболее жестких фононных мод порядка 10 ТГц, т. е. их периоды порядка 100 фс. Ясно, что термализация этих мод (время жизни моды) минимум на порядок превышает период, т. е. порядка 1 пс и более. Сверхзвуковой электрон, за счет черенковского механизма рождающий продольный фонон, создает в основном самые жесткие продольные акустические фононы в случае, если нет оптических мод. Если такие моды есть, то рождаются и оптические фононы, и высокочастотные акустические.

Далее жесткие фононы распадаются из-за наличия ангармонических поправок. Установление фононной температуры происходит долго. Особенно долго (до наносекунд) формируется равновесный по температуре длинноволновый хвост распределения [50–52]. Правда, мягкая часть фононного распределения содержит малую долю энергии и поэтому малосущественна в балансах энергии. Видим, что время  $t_{eq}$  установления полного или эффективного равновесия в фононной подсистеме сравнимо со временем электрон-ионной релаксации или превышает его.

Недавно появился ряд работ, посвященных анализу влияния неравновесности фононного распределения на темп электрон-фононной релаксации [53–58]. Согласно работе [53] в алюминии соответствующая поправка к коэффициенту электрон-фононной релаксации составляет порядка десятков процентов. С другой стороны, вычисления [56] дают для этой поправки единицы процентов.

Итак, выделение двухтемпературных исследований в независимую ветвь науки, во-первых, связано с относительной продолжительностью «жизни» системы в таких состояниях. Во-вторых, оказывается (см. ниже), что термодинамические и кинетические характеристики двухтемпературных веществ существенно отличаются от таковых в однотемпературных состояниях. Для расчетов динамики мишеней с протекающей в них двухтемпературной релаксацией наиболее существенны электронные вклады в термодинамику (изменение уравнения состояния) и в увеличение электронной теплопроводности. При этом продолжительность релаксации определяет

коэффициентом электрон-ионного энергообмена. На стадии незавершенной электрон-ионной релаксации важную роль играет давление горячих электронов, растягивающее ионную подсистему. Кроме того, двухтемпературная теплопроводность металлов может намного превышать теплопроводность при комнатной температуре.

Система уравнений двухтемпературной гидродинамики в одномерной геометрии, записанная в лагранжевых координатах, имеет вид [59]

$$\rho(x^0, t) \frac{\partial x(x^0, t)}{\partial x^0} = \rho^0, \quad (1)$$

$$\rho^0 \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p(x^0, t)}{\partial x^0}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial x(x^0, t)}{\partial t} = u(x^0, t), \quad (3)$$

$$\rho^0 \frac{\partial (E_e/\rho)}{\partial t} = -\frac{\partial q}{\partial x^0} - \dot{E}_{ei} + \frac{\rho^0}{\rho} Q - p_e \frac{\partial u}{\partial x^0}, \quad (4)$$

$$\dot{E}_{ei} = \frac{\rho^0}{\rho} \alpha (T_e - T_i), \quad q = -\frac{\rho \kappa}{\rho^0} \frac{\partial T_e}{\partial x^0}, \quad (5)$$

$$\rho^0 \frac{\partial (E_i/\rho)}{\partial t} = \dot{E}_{ei} - p_i \frac{\partial u}{\partial x^0}, \quad (6)$$

$$Q = \frac{F_{abs}}{\sqrt{\pi} \tau_L \delta} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_L^2}\right) \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \theta(x). \quad (7)$$

Выше записаны закон сохранения массы (1), траектория  $x(x^0, t)$  материальной частицы с лагранжевой координатой  $x^0$ ,  $x(x^0, t = -\infty) = x^0$ ,  $\rho^0$  — начальная плотность. Закон сохранения импульса представлен уравнением (2), здесь  $u(x^0, t)$  — скорость лагранжевой частицы. Кинематическое условие имеет вид (3). Закон сохранения энергии записан по отдельности для электронной и ионной подсистем. Баланс энергии в электронной подсистеме дается уравнением (4) [43]. Мощность обмена энергией между электронной и ионной подсистемами в расчете на единицу объема и электронный тепловой поток даются формулами (5). Баланс энергии в ионной подсистеме описывается уравнением (6). Мощность нагрева на единицу объема за счет поглощения импульса лазерного излучения задается уравнением (7), где  $\delta$  — толщина скин-слоя,  $\tau_L$  — длительность лазерного импульса. Формула (7) с функцией  $\theta(x) = 1$ ,  $x > 0$ ,  $\theta(x) = 0$ ,  $x < 0$  справедлива для ультракоротких импульсов умеренной интенсивности, когда можно пренебречь смещением контактной границы за время действия импульса. В начальный момент она находится в точке  $x = 0$ . Поглощающее вещество располагается справа, при  $x > 0$ .

Система двухтемпературных уравнений (1)–(7) представляет собой просто законы сохранения массы, импульса и энергии. Мы привели эту систему здесь, чтобы адресно обозначать места, в которых в уравнениях появляются члены, представляющие собой уравнение состояния, теплопроводность и коэффициент электрон-ионного теплообмена. Полное давление  $p = p_e + p_i$  входит в уравнение (2) для импульса. Теплопроводность  $\kappa$  (5) выносит (4), (5) поглощенное электронами тепло из скин-слоя. Тепло передается от электрона электрону в глубину мишени вдоль по электронной подсистеме. Одновременно на всех расстояниях от границы мишени имеет место передача тепла от горячих электронов к холодным ионам.

Таким образом, для решения системы необходимы знания об уравнении состояния, теплопроводности и коэффициенте теплообмена  $\alpha$  (5). Уравнение состояния связывает внутреннюю энергию, давление и температуры подсистем  $T_e$  и  $T_i$ .

### 3.2. Уравнение состояния

Созданные в нашем секторе уравнения единым непрерывным образом описывают двухтемпературные ( $T_e \gg T_i$ ) и однетемпературные ( $T_e \approx T_i$ ) состояния [60–62]. При высоких температурах  $T_e$  электронный вклад доминирует: тепловое давление электронов превосходит ионное тепловое давление, теплоемкость электронов начинает превышать величину  $3k_B$  (закон Дюлонга – Пти), где  $k_B$  – постоянная Больцмана. При  $T_e \approx 2$  эВ для разных металлов конденсированная фаза и, соответственно, связанное состояние вещества перестают существовать даже при низких температурах  $T_i$  фоновой подсистемы (см. рис. 2b,c в [63]). Таким образом, эта температура является аналогом критической температуры, которая имеется в однетемпературном случае. При нагреве до  $T_e \approx 2$  эВ при холодной ионной подсистеме и низком внешнем давлении металл расширяется на десятки процентов, перед тем как связанные состояния перестанут существовать. При этом электронное давление начинает превышать максимальное напряжение сопротивления, которое способна создать конденсированная среда в ответ на ее растяжение. Сказанное подчеркивает важность исследований по физике двухтемпературных состояний.

Идея аналитических аппроксимаций описаний двухтемпературных состояний состоит в разделении электронного  $F_e$  и ионного  $F_i$  вкладов в свободную энергию:

$$F = F_e + F_i. \quad (8)$$

Соответственно на такую же сумму разбиваются вклады в давление  $p = p_e + p_i$  и внутреннюю энергию  $E = E_e + E_i$ . Разделение (8) было предложено уже в 60-е годы в работах по конструированию уравнений состояний конденсированных веществ при высоких температурах [4, 40, 64–67], см. также [5–7, 68–70]. Речь идет о конденсированных состояниях, т. е. о состояниях с высокой плотностью вещества. В наших ситуациях можно говорить о физике двухтемпературных состояниях с высокой плотностью энергии — two-temperature warm dense matter. Подчеркнем, что в ранних работах это были однетемпературные уравнения состояния, т. е. электронная и ионная температуры были равны.

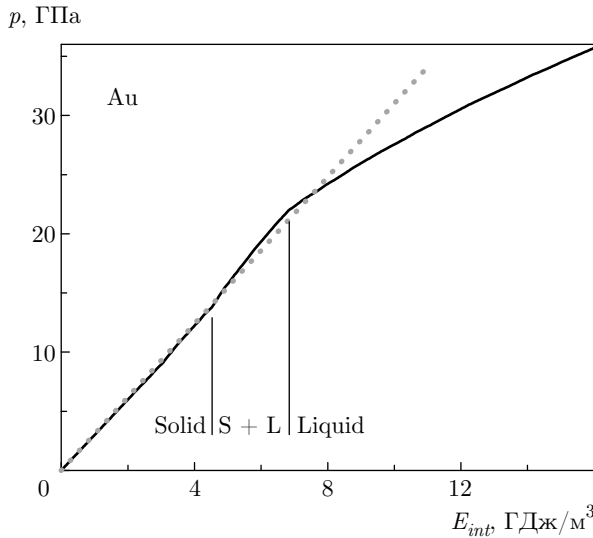
Отметим, что при температурах порядка температуры в критической точке и плотностях порядка плотности вещества в критической точке электронный вклад в металлах становится сопоставимым с ионным вкладом (здесь это говорится применительно к однетемпературным состояниям). При этом ионный вклад в давление отрицательный, а электронный — положительный. Их разность формирует значение критического давления  $p_c$ , которое заметно меньше, чем абсолютные значения членов каждого вклада.

С электронами в приближении (8) связан только тепловой вклад  $p_e$ . В этом смысле двухтемпературное уравнение состояния сходно с уравнением состояния в приближении Ми – Грюнайзена

$$p = p_{cold|i} + p_{T|i} + p_e. \quad (9)$$

Тепловой вклад в однетемпературном случае равен  $p_T$ . В двухтемпературном случае (9) тепловой вклад распадается на два вклада: электронный  $p_e$  с температурой  $T_e$  и ионный  $p_{T|i}$  с температурой  $T_i$  [45, 60].

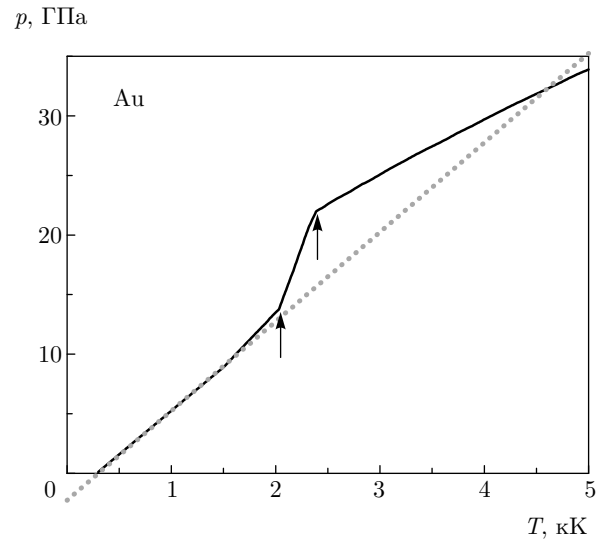
Наш подход к двухтемпературному уравнению термодинамического состояния следующий. Ионная часть  $F_i$  (8) берется или из многофазного широкодиапазонного уравнения состояния [5–7, 66], или аппроксимируется в приближении Ми – Грюнайзена. Сравнение этих подходов представлено на рис. 1 и 2. Области Solid (твердое тело) и Liquid (жидкая фаза) на рис. 1 разделены коридором плавления S + L, в котором располагается двухфазная смесь. Увеличение внутренней энергии  $E_{int}$  при изохорическом плавлении составляет  $2.3 \cdot 10^9$  Дж/м<sup>3</sup> согласно рис. 1. Эта величина равна 23.6 кДж/мол в пересчете на единицу массы. Скрытая теплота плавления золота существенно меньше и составляет 12.55 кДж/мол. Минимальная ионная внутренняя энергия в чистом расплаве при плотности



**Рис. 1.** (В цвете онлайн) Изохора золота, построенная согласно широкодиапазонному уравнению состояния (сплошная кривая) [5–7, 66, 71, 72] и в соответствии с подходом Ми–Грюнайзена (зеленые точки). В последнем случае параметр Грюнайзена не зависит от температуры и равен 3.1 для заданной плотности, которая на данной изохоре равна плотности в нормальных условиях,  $19.3 \text{ г/см}^3$ . Поведение на изохоре важно, так как при облучении ультракоротким импульсом с поглощенной энергией порядка и выше порога абляции плавление слоя толщиной около 100 нм происходит за время  $t_m$  порядка единиц пикосекунд. Волна разрежения, идущая от границы с вакуумом, успевает пройти расстояние  $c_s t_m \sim 5\text{--}10 \text{ нм}$ . Поэтому плотность вещества в слое нагрева меняется мало. Имеются три области, относящиеся к твердой фазе, смеси жидкость–кристалл и расплаву

$19.3 \text{ г/см}^3$  составляет 6.85 ГПа, или  $0.72 \text{ эВ/атом} = 70 \text{ кДж/мол}$ .

Недостатком приближения Ми–Грюнайзена по сравнению с многофазным уравнением состояния [5–7, 66, 71, 72] является отсутствие давления насыщенного пара и кривой плавления. Из рис. 1 и 2 можно понять, насколько существенно отсутствие скрытой теплоты плавления сказывается на результатах. Показаны изохорические зависимости, поскольку при ультракоротком нагреве объемное расширение вещества на двухтемпературной стадии мало. Видим, что по зависимостям  $p(E_{int})$  давления от внутренней энергии разница небольшая, если ограничиться показанным на рис. 1 диапазоном энергий и, соответственно, температурами ниже 5 кК (ср. рис. 1 и 2). Причем теплота плавления мало сказывается на зависимостях  $p(E_{int})$ . Более существенным оказывается уменьшение параметра Грюнайзена в жидкой фазе по сравнению с твердым те-



**Рис. 2.** (В цвете онлайн) Изохора золота (ср. с рис. 1). В этих переменных изохоры по Ми–Грюнайзена (зеленые точки) и по широкодиапазонному уравнению состояния (сплошная кривая) различаются сильнее. Стрелками отмечены пересечения солидуса и ликвидуса с изохорой. В области плавления давление на изохоре растет значительно быстрее по сравнению с однофазными областями

лом. В модели Ми–Грюнайзена параметр Грюнайзена определяется по твердой фазе и не зависит от температуры.

Разница по температуре между двумя подходами больше. Эта разница сосредоточена в области плавления и достигает максимума в точке окончания плавления (переход из смеси в чистый расплав). Точки начала и окончания плавления отмечены стрелками на рис. 2. Температура начала плавления 2030 К на выбранной изохоре выше температуры плавления золота 1337 К при низких давлениях. В точке окончания плавления 2390 К давление по Ми–Грюнайзена ниже на 6.4 ГПа при равных температурах; ниже, чем давление по многофазному уравнению состояния. При равных давлениях 22 ГПа температура по Ми–Грюнайзена выше на 860 К.

Детальный анализ влияния замены многофазного уравнения состояния на уравнение Ми–Грюнайзена дан в работе [73]. Анализ выполнен на примере гидродинамического течения, в котором пластина пробивается шариком, летящим на высокой скорости (см. также разд. 2 выше). Ударные адибаты этих подходов практически идентичны (см. рис. 4b в работе [73]). Огромная разница между подходами видна в адибатах разгрузки, идущих от состояний при больших давлениях за ударной волной (несколь-



ко Мбар и выше). Разница по адиабатам разгрузки возникает и растет при подходе к бинадали (кривой фазового равновесия пар–жидкость) со стороны высоких давлений. Понятно, что поскольку в уравнении Ми–Грюнайзена не учитывается испарение, эта разница обусловлена малой плотностью пара в смеси.

Электронная часть двухтемпературного уравнения состояния получается путем квантовомеханических расчетов в приближении функционала плотности. При этом ионная подсистема рассматривается при  $T_i = 0$  (ионы покоятся в узлах решетки). Постоянная решетки варьируется, чтобы понять, как влияет изменение плотности. Делается серия расчетов с нарастающей электронной температурой для разных плотностей. Электроны распределяются по энергии в соответствии с распределением Ферми и в соответствии со спектром плотностей электронных состояний для заданных плотности и температуры  $T_e$ .

### 3.3. Гидродинамические явления, связанные с высокой теплопроводностью металлов в двухтемпературных состояниях

Лазерное воздействие состоит в нагреве вещества. Если импульс ультракороткий, то гидродинамические явления (генерация акустических волн сжатия и расширения), распространяющиеся со скоростью звука, запаздывают, отстают относительно тепловых эффектов, поскольку имеет место сверхзвуковое распространение тепла в глубь слоя нагрева [70, 74–77]. Здесь необходимо разделить стадии протекания тепловых эффектов. Как ясно из сказанного выше, этих тепловых стадий две. Они относятся соответственно к двухтемпературной и однотемпературной стадиям. Именно двухтемпературная стадия протекает со сверхзвуковой скоростью [76, 78, 79], т. е. на этой стадии распространение поглощенного в скин-слое тепла в глубь мишени происходит со скоростями, которые превосходят скорость звука.

Физические причины, почему скорость распространения тепла может быть сверхзвуковой, просты. Дело, во-первых, в большой величине фермиевской скорости  $v_F \sim 10^8$  см/с (с этой скоростью движутся электроны) по сравнению со скоростью звука  $c_s = (3-7) \cdot 10^5$  см/с [76]. Во-вторых, важную роль играет умеренное отношение толщины прогрева  $d_T$  на двухтемпературной стадии к толщине  $l_e$  кнудсеновского слоя по пробегу электрона [76].

Действительно, из формулы  $x(t) = 2\sqrt{\chi t}$ , где  $\chi = (1/3)l_e v_F$  — температуропроводность, нетрудно получить

$$\frac{\dot{x}(t)}{c_s} = \frac{2}{3} \frac{M_F l_e}{x(t)} = \frac{1}{\sqrt{3}} M_F \sqrt{\frac{\tau_e}{t}}, \quad (10)$$

где  $M_F = v_F/c_s \sim 100$  — число Маха по скорости Ферми,  $\tau_e = l_e/v_F$ ,  $l_e$  — длина свободного пробега электрона. Пусть переход между двух- и однотемпературными стадиями происходит при снижении числа Маха тепловой волны до значения  $M_{eq} \sim 1$ . Тогда согласно (10) толщина  $d_T$  слоя прогрева, созданного на двухтемпературной стадии, равна

$$d_T = \frac{2}{3} \frac{M_F}{M_{eq}} l_e = 130 \text{ нм}. \quad (11)$$

Числовая оценка в (11) выполнена для типичных значений параметров  $M_F = 100$ ,  $M_{eq} = 1$ ,  $l_e = 2$  нм. Продолжительность двухтемпературной стадии, на которой сверхзвуковым образом растет слой прогрева  $d_T$ , дается оценкой

$$t_{eq} = (M_F^2/3 M_{eq}^2) \tau_e = 6 \text{ пс}. \quad (12)$$

При оценке (12) использованы параметры, данные выше. При этом время свободного пробега  $\tau_e = l_e/v_F$  составляет 2 фс.

Сверхзвуковым характером распространения тепла обусловлено излучение акустических возмущений [70, 74, 76, 80]. Излучение происходит на транззвуковом участке распространения тепла. На этом участке темп распространения тепла в толщу мишени снижается от сверхзвукового до сильно дозвукового. На этом же участке выравниваются электронная и ионная температуры и заканчивается двухтемпературный режим. Если проникновение тепла в объем сопровождается сверхзвуковым расширением слоя плавления в веществе (вещество при этом покоится, геометрического расширения вещества нет), то на профиле волны сжатия остается след от процесса плавления [?, 70]; параметр Грюнайзена повышен в коридоре плавления между солидусом и ликвидусом; сверхзвуковое плавление называется в литературе гомогенным плавлением; оно противопоставляется медленному (дозвуковому) гетерогенному плавлению в духе задачи Стефана.

Указанный след представляет собой крутой отрезок волны сжатия (из-за повышения параметра Грюнайзена в коридоре плавления). Наличие такого отрезка ускоряет процессы опрокидывания волны сжатия и формирования ударной волны и влияет на процесс расщепления ударной волны на упругий

предвестник и пластическую ударную волну [70, 76]. К проблемам лазерной инициации ударной волны мы вернемся ниже, в разделе, посвященном ударным волнам.

Анализ гидродинамических последствий резкого возрастания коэффициента теплопроводности на двухтемпературной стадии был проведен в нашем секторе [76, 79]. На рис. 6 и 7 в работе [79] средняя скорость расширения слоя плавления составляет 20 км/с. Феномен чрезвычайно быстрого распространения тепла после воздействия фемтосекундного импульса на ранней стадии виден на графиках, построенных численно во многих работах [81, 82]. Но ранее данный феномен не связывали с двухтемпературной стадией и с резким возрастанием коэффициента теплопроводности на указанной стадии. Не было и физических объяснений (фермиевская скорость), почему этот коэффициент так сильно увеличивается.

Уже в первых экспериментальных работах по воздействию фемтосекундных импульсов на тонкие пленки отмечалась исключительно высокая скорость распространения тепла из скин-слоя в глубь пленки с быстрым достижением тыльной стороны пленки и нагревом этой стороны, которое фиксировалось в опыте [83]. Использовались пленки золота толщиной 50–100 нм. Применялась техника накачка–диагностика (pump-probe) измерений терморекфлексанса, т. е. изменения коэффициента отражения от поверхности при нагреве поверхности.

В то время экспериментаторы объясняли такое anomalно быстрое распространение тепла с помощью предположения о баллистическом пролете электронов всей толщины пластинки около 100 нм без столкновений. На самом деле пробег электронов меньше. Зато коэффициент теплопроводности  $\chi$  на двухтемпературной стадии исключительно велик — возрастает на два порядка по сравнению со значениями при комнатной температуре.

Итак, ультракороткий импульс порождает ряд тепловых и гидродинамических явлений. Если мишень толще, чем глубина прогрева  $d_T$ , то тепловая эволюция слоя прогрева на двухтемпературной стадии определяется значениями двух параметров,  $\kappa$  и  $\alpha$  (см. уравнение (5)). Зная эти значения можно оценить глубину прогрева  $d_T$  и продолжительность релаксации  $t_{eq}$  [59, 84].

В тонких пленках ( $d_f < d_T$ ) вещество по толщине пленки прогревается быстро, даже до окончания двухтемпературной релаксации ( $d_f$  — толщина пленки). Дальнейшая двухтемпературная тепловая эволюция зависит от параметра  $\alpha$ . Отметим инте-

ресные исследования по гидродинамике тонких пленок, выполненные в секторе [63, 85–97]. Здесь перечислены работы, посвященные гидродинамике тонких пленок, подвергнутых воздействию остросфокусированных (пятно освещения на пленке ограничено дифракционным пределом) ультракоротких импульсов излучения.

Недавняя работа [98] коррелирует с представленными выше соображениями относительно резкого увеличенного коэффициента теплопроводности на двухтемпературной стадии [97, 99]. В радиальном направлении в двухтемпературном режиме успеет произойти небольшое расширение пятна нагрева на пленке; оно порядка  $d_T$ , но теперь  $d_T$  — это расстояние в радиальном направлении (а не по нормали к поверхности пленки), небольшое по сравнению с радиусом  $R_L$  пятна лазерного нагрева, если  $R_L \approx 1$  мкм или больше. Чтобы зафиксировать эффект, радиус  $R_L$  должен быть как можно меньше (дифракционный предел и применение лазеров в УФ-диапазоне).

### 3.4. Теплопроводность металлов в двухтемпературных состояниях

Начиная с пионерской работы [43], в секторе проводилась большая работа по определению коэффициента теплопроводности в двухтемпературном режиме [46, 47, 49, 61, 62, 75, 78, 100–109]. Правильное описание теплопроводности имеет исключительное значение для моделирования двухтемпературой гидродинамики. После небольшой обзорной части приведем новые результаты, относящиеся к такому тугоплавкому металлу, как рутений.

Вначале предлагалась формула [110, 111]

$$\kappa = C \frac{(t_e^2 + 0.16)^{5/4} (t_e^2 + 0.44) t_e}{\sqrt{t_e^2 + 0.092}} \frac{1}{t_e^2 + \beta t_i}, \quad (13)$$

где  $t_e = T_e/T_F$ ,  $t_i = T_i/T_F$ ,  $T_F$  — фермиевская температура. Формула (13) базируется на предположении о том, что частота электрон-электронных столкновений растет по закону

$$\nu_{ee} = B T_e^2, \quad (14)$$

где коэффициент  $B$  постоянен, если  $T_e \ll T_F$ .

Спрашивается, до каких температур, меньших  $T_F$ , справедливо выражение (14)? Этот вопрос был исследован в работе [47] на примере алюминия. Оказалось, что довольно рано, при  $T_e \approx 1$  эВ, быстрый (квадратичный) рост частоты (14) насыщается. При температурах выше указанной, частота (14) возрастает, но гораздо более медленно.

В работе [47] рассматривался однозонный металл. В дальнейшем в наших работах были проанализированы сложные случаи с переходными металлами. В таких металлах зона проводимости формируется из *s*-, *p*- и *d*-зон.

Были освоены методики квантовомеханических расчетов с помощью теории функционала плотности и вычислены электронные спектры (плотность электронных состояний как функция энергии) нескольких металлов, см. перечисленные выше работы. Для *d*-металлов был разработан подход, названный двухпараболическим приближением. В этом приближении расчетный электронный спектр аппроксимируется двумя параболой. Одна парабола соответствует *s*- или *sp*-зоне электронного спектра. Вторая парабола аппроксимирует *d*-зону [49, 103]. Двухпараболический подход позволил рассчитать в тауприближении теплопроводность  $\kappa$  и коэффициент электрон-ионного теплообмена  $\alpha$  ряда *d*-металлов [49, 103].

В более простом по сравнению с (13) приближении для теплопроводности пишут

$$\kappa = \kappa_{rt} T_e / T_i, \tag{15}$$

где  $\kappa_{rt}$  — коэффициент теплопроводности при комнатной температуре. Формула (15) применима в случае ультракоротких импульсов на двухтемпературной стадии, если можно пренебречь расширением вещества. Смысл формулы (15) прост. Числитель возникает в связи с ростом теплоемкости электронного газа, а знаменатель связан с рассеянием на фононах. Выше температуры Дебая частота  $\nu_{ei}$  такого рассеяния пропорциональна температуре решетки:

$$\nu_{ei} \propto T_i. \tag{16}$$

Очевидный недостаток формулы (15) по сравнению с выражением (13) состоит в игнорировании рассеяния на электронах. Соответственно формула (15) применима в ограниченном диапазоне температур, как правило, ниже  $T_e = (5-10)$  кК. Отметим интересное обстоятельство. Хотя формула (13) учитывает частоту  $\nu_{ee}$ , но влияние этой частоты на коэффициент  $\kappa$  начинается там, где перестает быть верной аппроксимация (14). Однако здесь мы хотели бы отметить другое, более тонкое обстоятельство.

Дело в том, что в случае *d*-металлов с недозаполненной *d*-зоной нарушается формула (16). А именно, оказывается, что коэффициент пропорциональности в формуле (16) зависит от электронной температуры  $T_e$  [102]. Эта зависимость весьма существенна, если верхний край  $E_2$  *d*-зоны лишь немного пре-

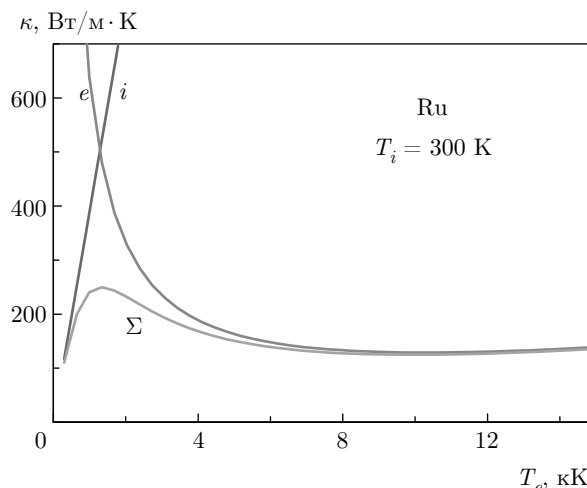


Рис. 3. (В цвете онлайн) Теплопроводность твердого рутения нормальной плотности  $12.45 \text{ г/см}^3$  в двухтемпературных состояниях (кривая  $\Sigma$ ). Теплопроводность  $\Sigma$  получена сложением тепловых сопротивлений. Это парциальные сопротивления. Одно из них связано с рассеянием электронов, несущих тепловой поток, на ионах. Ему соответствует проводимость  $i$ . Второе сопротивление — следствие рассеяния *s*-электронов на *s*- и *d*-электронах рутения. Его представляет проводимость  $e$

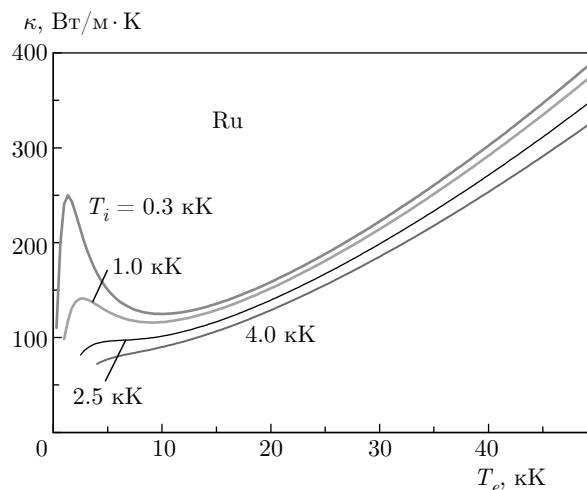


Рис. 4. (В цвете онлайн) Теплопроводность твердого рутения нормальной плотности  $12.45 \text{ г/см}^3$  в двухтемпературных состояниях. Показано, как повышение температуры  $T_i$  ионной подсистемы сказывается на тепловой проводимости. Видно, что выше примерно  $T_e = 10$  кК повышение  $T_i$  с 300 К на порядок величины мало меняет теплопроводность  $\kappa$ . Это связано с тем, что в этой горячей по  $T_e$  области основным является электрон-электронное рассеяние

восходит энергию Ферми:  $E_2 - E_F \ll E_F$ . На участке от энергии Ферми до края  $E_2$   $d$ -состояния пусты при низких температурах  $T_e$ . К металлам с малыми значениями  $E_2$  относятся, например, никель, платина, палладий [112]. Расчеты [102] показывают, что коэффициент пропорциональности в (16) резко уменьшается при  $T_e \leq E_2$ . Большие значения этого коэффициента (при  $T_e \ll E_2$ ) для металлов с малыми значениями  $E_2$  обусловлены высокой плотностью пустых состояний возле уровня Ферми (эффект Мотта [102]). При  $T_e \sim E_2$  эти состояния перестают быть пустыми.

К сожалению, двухтемпературную теплопроводность каждого металла приходится рассчитывать индивидуально. Применим описанную выше методику для вычисления коэффициента теплопроводности рутения — важного тугоплавкого металла, который применяется, например, в современных фотолитографических машинах (см. разд. 3.7 про компанию ASML). Результаты расчетов показаны на рис. 3 и 4. Теплопроводность  $\kappa$  вычисляется в два шага. Сначала находится тепловое сопротивление, вызванное рассеянием на ионной подсистеме. Потом определяется электрон-электронный вклад в сопротивление. Далее сопротивления складываются, как для двух последовательно соединенных проводников.

Суммарное сопротивление асимптотически выходит на ионное сопротивление при низких температурах  $T_e$ . Действительно, при таких температурах возбужденных электронов мало. Поэтому электрон-электронный вклад в сопротивление ничтожен. При высоких температурах  $T_e$ , наоборот, электрон-электронное рассеяние доминирует.

### 3.5. О внутреннем тепловом потоке от горячих электронов в ионную подсистему

Передача энергии от горячих электронов к ионам пропорциональна коэффициенту  $\alpha$  (5) обмена энергией между электронной и ионной подсистемами. Вычислению коэффициента  $\alpha$  посвящено много работ. В нашем подходе с двухпараболической аппроксимацией электронного спектра коэффициент  $\alpha$  вычисляется раздельно для электронов  $s$ - и  $d$ -зон [49]. Таким образом, суммарное значение  $\alpha$  складывается из парциальных вкладов,  $\alpha = \alpha_s + \alpha_d$ .

Отметим также важную работу [113] (см. в ней гл. 4 и рис. 4), в которой был вычислен коэффициент  $\alpha$  для не металлического вещества, т. е. для вещества со щелью в электронном энергетическом спектре (широкозонный диэлектрик LiF). Зависи-

мость  $\alpha(T_e)$  для диэлектрика качественно отличается от случая металла. При малых температурах  $T_e$  электронов в зоне проводимости мало, поэтому мощность теплопередачи  $\alpha(T_e - T_i)$  в ионную подсистему (на единицу объема) мала.

### 3.6. Кольца Ньютона

Выше изложены вопросы, относящиеся к физике двухтемпературных состояний. Это система уравнений двухтемпературной гидродинамики (1)–(7), двухтемпературные уравнения термодинамического состояния (разд. 3.2), двухтемпературная теплопроводность (разд. 3.4) и коэффициент обмена энергией между электронной и ионной подсистемами в конденсированной среде (разд. 3.5). Формирование двухтемпературных состояний обусловлено краткостью ультракороткого лазерного воздействия. Из-за сверхзвукового характера охвата теплом приповерхностного слоя толщиной  $d_T$  (см. разд. 3.3) акустическое движение этого слоя запаздывает относительно времени нагрева. Такое запаздывание имеет важные гидродинамические последствия.

Получается, что ультракороткая вспышка «мгновенно» (для звука) формирует нагретый слой, т. е. механически пассивное покоящееся вещество с нулевым давлением «мгновенно» преобразуется в вещество с достаточно высоким давлением в нем. Разумеется, такое вещество на звуковых масштабах времен  $t_s = d_T/c_s$  начинает разгружаться в две стороны (закон сохранения импульса). Разгрузка в сторону мишени порождает волну сжатия в мишени, а разгрузка в сторону вакуума (или другой прилегающей к мишени среды с малым акустическим импедансом) является волной разрежения. С волной разрежения связано формирование растягивающих напряжений. При достаточной (но и не слишком большой) их амплитуде, превышающей предел прочности вещества на растяжение, начинается генерация зародышей несплошностей — пустот в конденсированной среде (нуклеация).

Такая генерация заканчивается отрывом приповерхностного слоя толщиной порядка  $d_T$  от основного тела мишени. Это явление подробно изучено в нашем секторе [1, 100, 114–118] и ныне хорошо известно в литературе [81, 82, 119–122]. Расчеты показывают, что порог абляции (так называется отрыв вещества в лазерных приложениях) в 2–3 раза выше порога плавления. Поэтому отрыв происходит в расплаве и называется кавитацией. Действительно, при больших превышениях над порогом плавления

(в разы) кристалл оказывается сильно перегретым по ионной температуре. В таких условиях плавление идет быстро, за атомные времена. Тогда на звуковом масштабе времен уже имеется сформировавшийся приповерхностный слой жидкой фазы.

Отметим тонкую зависимость от над- или подповерхности. Важную роль начинают играть поверхностное натяжение и баланс между капиллярностью и темпом рекристаллизации расплава. Например, это приводит к формированию приповерхностного пористого слоя из замороженных в твердую матрицу нанокластеров [123, 124].

Первая яркая (и неожиданная) манифестация термомеханического характера лазерной абляции при ультракоротком воздействии была обнаружена в замечательной работе 1998 г. [125] группы Дитриха фон дер Линде из Эссена. Наблюдалось появление интерференционных колец Ньютона, число которых на пятне освещения увеличивалось с течением времени. В этой связи в начале предлагалось приписывать это явление креации некой переходной фазы вещества, оптические характеристики которого намного отличаются от стандартных и к тому же меняются с течением времени.

В нашем секторе удалось объяснить это явление с помощью представления о термомеханической абляции, кавитации и отколе [1, 100, 114–118]. Так появилось понятие о нанототколе — свет проходит сквозь откольную пластину дважды; значит ее толщина порядка или меньше толщины 10–20 нм скин-слоя для оптического диапазона частот. Такая картина абляции тогда оказалась неожиданной для физиков, занимавшихся изучением взаимодействия лазер–вещество. Дело в том, что привычными были представления об испарительном характере абляции при лазерных потоках умеренной интенсивности.

### 3.7. Рентгеновские источники

Много работ выполнено в секторе по рентгеновским лазерам [79, 113, 126–141]. Они относятся к абляции ультракороткими импульсами. Лазер с энергией фотона 90 эВ и длительностью импульса 7 пс создан в Институте фотонных наук (Kansai Photon Science Institute). Наш сектор осуществляет совместные исследования приложений рентгеновской лазерной абляции с сильной лазерной группой этого института, а также совместно с лабораторией диагностики вещества в экстремальном состоянии ОИВТ РАН. Энергия фотона 90 эВ близка к энергии фотона 92 эВ, используемой в «оловянной лампочке». Это источник света для современной фотолитогра-

фии на нанометровых масштабах; см. ASML (сайт <https://www.asml.com/>) про уже поставляемую заказчикам машину TWINSCAN NXE:3400B, работающую на длине волны 13.5 нм. Дробление капли жидкого олова лазерным импульсом в «оловянной лампочке» исследовано в работах [140, 141]. Капля диаметром десятки микрон падает из дозатора и разбивается на мельчайшие фрагменты лазерным ударом. Диапазон энергий порядка 100 эВ относят к мягкому рентгену или вакуумному ультрафиолету (extreme ultraviolet).

Кроме того, выполняется работа с группой лазера SACLA (Spring-8 Angstrom Compact Free Electron Laser) на свободных электронах организации RIKEN в Японии. Исследовано действие остроконусированного лазерного импульса с тороидальным распределением интенсивности по пятну (вихревой пучок, сформированный спиральной зонной пластинкой Френеля) на сложные мишени (ламинаты). Пучок имеет рекордные параметры: диаметр пятна порядка микрона, длительность импульса 10 фс, энергия жесткого рентгеновского фотона 7.71 кэВ [139].

### 3.8. Хаотическое структурирование поверхности

Хаотическое микро- наноструктурирование поверхности ультракороткими импульсами было обнаружено экспериментально [142–146]. Явление разрабатывается во множестве последующих исследований, поскольку имеет огромный спектр важных приложений. Сюда относятся заданная вариация оптических характеристик поверхности, использование сфабрикованных метаповерхностей в качестве высокочувствительных сенсоров, изменение каталитических свойств, смачиваемости и коэффициента трения (трибология).

Микро- и наноструктуры с пространственными масштабами 10–100 нм (меньше оптической длины волны) резко усиливают слабые падающие на поверхность электромагнитные поля [91]. Усиление имеет место в крошечных локальных объемах на остриях металлических структур (капиллярные нанокластеры, венчающие замороженные джеты) и в тесных промежутках между соседними выпуклостями поверхности. С этим связано почернение хорошо отражающих металлов [142, 143] и сильные изменения коэффициента диэлектрической проницаемости (метаповерхности). Высокоамплитудные точечные электрические поля усиливают эффект Рамана и фотолюминесценцию [91]. На этом основано при-

менение структурированных поверхностей в высокочувствительных сенсорах [91]. Резким фрактальным увеличением площади и нанорельефом обусловлена высокая каталитическая активность и вариация смачиваемости (эффект листа лотоса) и трения.

Работы нашего сектора были первыми, которые объяснили физические причины формирования хаотических микро- наноструктур [70, 77, 100, 104, 116, 123, 147–153]. Мы связали воедино ультракороткое воздействие, плавление, термомеханическую нуклеацию, вспенивание горячего расплава металла, расширение пены, формирование пены в виде совокупности ячеек Вороного (ячейки, ограниченные плоскими гранями), процесс разрыва мембран вместе с кристаллизацией остатков разрыва мембран на поверхности мишени. При сильных воздействиях пена имеет несколько отчетливо видных ярусов. По мере продвижения волны растягивающих напряжений в объем от облученной поверхности сначала формируется первый ярус пузырьков, потом второй. Число ярусов растет с увеличением поглощенной энергии. Но ярусов не более 2–3.

При сильных воздействиях верхние порции прогретого вещества (они располагались ближе к поверхности) разлетаются в виде двухфазной смеси пар–жидкость. Ярусы пены расширяются со скоростью, которая меньше скорости разлета верхних порций. Они расширяются под верхними порциями. На начальных стадиях температура вещества в ярусах находится в интервале между температурой плавления и критической температурой. Именно эта последовательность явлений завершается кристаллизацией остатков пены первого яруса и образованием поверхностного микро- нанорельефа.

Добавим, что для получения хаотических структур необходимо добиться значительных растягивающих напряжений, приводящих к кавитации. Для этого требуется, чтобы длительность  $\tau_L$  лазерного импульса не слишком превышала звуковой масштаб  $t_s = d_T/c_s$ . Величина  $t_s$  зависит от материала. Особенно велик этот масштаб в случае золота,  $t_s = 30\text{--}50$  пс. Это связано с большой глубиной прогрева  $d_T = 100\text{--}150$  нм и малой скоростью звука  $c_s \approx 3$  км/с. Глубина прогрева в золоте получается большой, так как двухтемпературная релаксация идет медленно, а теплопроводность велика.

В наших расчетах для золота в воде [154] сравнивались ультракороткие импульсы с  $\tau_L < 1$  пс, промежуточные импульсы с  $\tau_L = 50$  пс и длинные импульсы с  $\tau_L = 0.5$  нс;  $\tau_L$  — время уменьшения интенсивности  $\epsilon$  раз:  $I(t) = I_0 \exp(-t^2/\tau_L^2)$ . В случае промежуточной длительности кавитация начинается поз-

же в сравнении с ультракоротким ударом. Главное, в случае длинного импульса кавитации нет. Соответственно нет пены, ее разрыва и замораживания остатков. Следовательно, не будет хаотических поверхностных структур. Таким образом, между средними и продолжительными воздействиями пролегает граница, которая разделяет принципиально разные затвердевшие финальные поверхности.

#### 4. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Важным является научное направление, связанное с акустическими и ударными волнами. По данному направлению в секторе выполнен огромный объем работ. Тема сложная, имеет много разветвлений и переплетается с динамическими явлениями. Динамика обусловлена как генерацией и формированием ударных волн (прохождение зоны расплава, опрокидывание), так и с гидродинамическими последствиями их распространения (сжатие и перемещения среды, фазовые превращения в веществах под давлением).

Изучена внутренняя структура ударных волн в газах и конденсированных средах (жидкостях и кристаллах) [115, 155–161]. Структура появляется из-за вязких и диффузионных процессов, из-за релаксации колебательных степеней свободы [155, 157, 159]. В других случаях уширение фронта обусловлено возбуждением молекул, ионизацией и химическими реакциями [155, 162]. В конденсированной фазе имеется минимальный масштаб — межатомное расстояние [115, 158–161]. Сложным образом протекает релаксация в кристаллах. В частности, появляется зависимость от ориентации кристаллической решетки относительно фронта ударной волны [115].

Проанализирован комплекс вопросов, относящихся к радиационным ударным волнам. Здесь сказано «радиационный» не в смысле того, что часть давления за фронтом связана с давлением излучения. Говорится о структуре ионизационных скачков, поддерживаемых поглощением лазерного излучения, проходящего через прозрачный газ и падающего на ионизированный слой [163–165]. Из-за ионизации поглощательная способность газа меняется.

Исследовано распространение ударных волн в плазме. В разреженной горячей плазме кинетический пробег частиц велик. И эффективно «столкновения» появляются из-за раскачки плазменных неустойчивостей (двухпотоковая, Вайбеля). Поэтому структура волны связана не с привычными реальными столкновениями частиц, а с хаотически-

ми электрическими полями, генерируемыми за счет плазменных неустойчивостей, — бесстолкновительные ударные волны [166].

Много внимания было уделено проблемам сильного взрыва. Классическим является точное решение Седова. Но оно получено для идеального газа с постоянными теплоемкостями. Спрашивается, каким будет сильный взрыв или короткий удар Зельдовича и Вайцеккера в реальных средах? Эта проблематика была детально изучена в работах сектора под руководством С. И. Анисимова [162, 165, 167–169] (сильный взрыв и приложения теории сильного взрыва) и [170, 171] (короткий удар — влияние характеристик конденсированной фазы).

Весьма существенными являются вопросы о влиянии уравнения термодинамического состояния на ударные волны (например, гидроакустические неустойчивости ударных волн) и об определении уравнения состояния с помощью ударных волн. Работы [8, 9, 172] посвящены использованию лазерных ударных волн для нахождения ударной адиабаты (адиабата Гюгонио) и уравнений состояния. Исследования относились к генерации мощных ударных волн с амплитудами в единицы–десятки мегабар [9, 173].

Детально был изучен вопрос о газодинамических неустойчивостях ударных волн, обусловленных особенностями уравнения состояния и, соответственно, адиабаты Гюгонио [174–180]. Обнаружено существование неустойчивых и нейтрально-устойчивых режимов. Определены соответствующие области фазовых диаграмм веществ. Описано излучение акустических волн и энтропийно-вихревых мод. Эти явления схожи с теми, которые наблюдаются при детонации. Близкие акустические процессы протекают также при прохождении ударной волны через скачок плотности на контакте двух газов (неустойчивость Рихтмайера–Мешкова).

Имеет место взаимодействие ударной волны с тыльной границей мишени и сопутствующие откольные явления [?]. Откольные явления неразрывно связаны с процессами «пыления». Так называется неустойчивость Рихтмайера–Мешкова, разыгрывающаяся на границе двух сред (твердой или жидкой конденсированной среды и вакуума) при выходе ударной волны на границу.

Исследована динамика столкновения двух сверхзвуковых потоков с формированием двух ударных волн и контактной границы. Рассмотрен вопрос об устойчивости контакта [181, 182].

Кроме сильного взрыва и короткого удара, о которых говорилось выше, с ударными волнами связано много динамических явлений. В работах сектора было изучено схождение ударной волны к центру для задач кумуляции и имплозии, для генерации термоядерных нейтронов [10, 183].

Другой круг ударноволновых явлений связан с пробиванием преград и формированием ударных кратеров при высокоскоростном ударе частиц (см. разд. 2).

Диапазон умеренных амплитуд давлений в единицы–десятки гигапаскаль представляет большой интерес для современных технологических приложений [60, 80, 184–195]. В секторе выполнено много работ по этой обширной тематике. Изучено формирование сначала волны сжатия, а затем ударной волны при воздействии ультракороткого импульса. Показано, что порог пластичности сильно сдвигается вверх в сторону повышения прочности при ультракоротком воздействии [60, 185–188, 190, 194, 196–198]. Поэтому ударные волны остаются упругими даже при нагрузках, на порядок превышающих те, при которых происходит переход кристалла в пластическое состояние при воздействиях более традиционными средствами (метание пластинок).

Многие годы наши исследования продолжают совместно с ОИВТ РАН [60, 70, 74–78, 86, 104, 116, 123, 149–153, 184, 194, 196, 199–216]. В частности, в этом отделе выполнялись тонкие опыты на высокочувствительной аппаратуре с использованием пленок алюминия, железа, ванадия, олова и др. материалов. Более 10 лет исследовалось прохождение лазерных ударных волн через пленку [184, 185, 211, 217–219]. Важный вклад в работу по ударным волнам в пленках внес Канель (ОИВТ РАН). Он связал данные, полученные при ультракоротких нагрузках, с данными своих измерений с помощью VISAR на миллиметровых мишенях [211, 218–220]. В результате получены зависимости в широчайшем диапазоне темпов деформации от  $10^5$  до  $10^9$  с<sup>-1</sup>. Показано, что при ультравысоких темпах деформации прочность металлов приближается к предельным значениям, которые определяются межатомным взаимодействием [211, 218–220].

Обнаружен новый режим существования упруго-пластических ударных волн [60, 187, 192, 193, 196, 197]. Теперь классификация режимов распространения ударных волн в твердых телах следующая: (I) чисто упругие волны; (II) упруго-пластические ударные волны, в которых скорость упругой волны больше скорости пластической волны; (III) упруго-

пластическая ударная волна, которая движется как целое с единой скоростью распространения [60, 187, 192, 193, 196, 197]; (IV) чисто пластическая ударная волна. Ранее режим III был неизвестен.

#### 4.1. Одноволновой упруго-пластический режим распространения

Рассмотрим вопрос о границах существования режима III. На рис. 5 показана кривая «hydrostat» трехосного однородного гидростатического сжатия упруго-пластического тела. Упруго-пластическая структура, распространяющаяся с единой скоростью, представляется прямой Рэлея. Соответствующая прямая пересекает сначала упругую ( $H_{elast}$ ), а затем пластическую ( $H_{plast}$ ) адиабаты Гюгонио. Давление на поршне, который поддерживает распространение этой стационарной структуры, равно давлению в точке пересечения прямой Рэлея и пластической ударной адиабаты.

Пусть  $d$  — расстояние между упругим и пластическим скачками в режиме III. Режим III переходит в режим IV, когда расстояние  $d$  сокращается до постоянной решетки. При этом скорость распространения равна  $D_{elast|max}$  (см. рис. 5). Соответствующее давление на поршне равно 40–65 ГПа в случае алюминия [187].

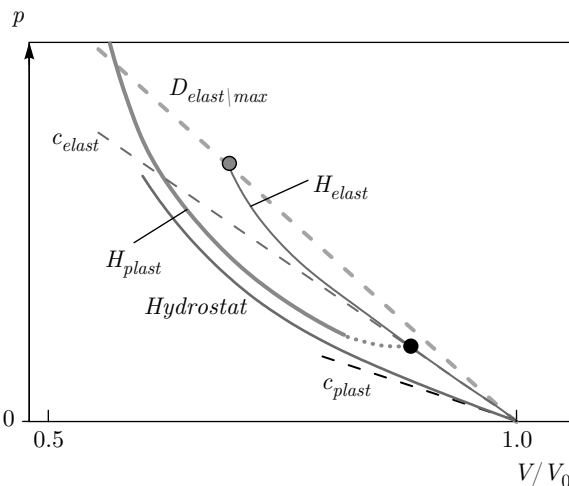


Рис. 5. (В цвете онлайн) Гидростатическое сжатие (кривая *Hydrostat*) и ударные адиабаты, упругая  $H_{elast}$  и пластическая  $H_{plast}$ . Показаны пластическая  $c_{plast}$  и упругая  $c_{elast}$  скорости звука. Одноволновой упруго-пластический режим распространения существует в интервале между предельной скоростью  $D_{elast|max}$  одноволновой структуры и упругой скоростью звука  $c_{elast}$

Подсчитаем давление на поршне на границе режимов II и III. Пластическая адиабата Гюгонио есть

$$u_s = c_{plast} + a_{plast} u_p. \tag{17}$$

В уравнении (17) величина  $u_s$  — скорость одноволновой структуры,  $u_p$  — скорость поршня, который поддерживает одноволновую структуру. Для алюминия пластическая скорость звука равна  $c_{plast} = 5.35$  км/с, коэффициент  $a_{plast} = 1.37$  [185, 187, 211].

На границе режимов II и III скорость  $u_s$  одноволновой структуры снижается до упругой скорости звука  $c_{elast}$ . Подставляя в (17) упругую скорость звука алюминия  $c_{elast} \approx 6.5$  км/с, определяем скорость поршня на границе II/III:

$$u_p|_{min} = (c_{elast} - c_{plast})/a_{plast} = 840 \text{ м/с}. \tag{18}$$

Сжатие за пластической ударной волной в случае (18) равно

$$\left(\frac{V}{V_0}\right)_{plast|min} = 1 - \frac{u_p|_{min}}{c_{elast} + a_{plast} u_p|_{min}} = 0.87, \tag{19}$$

где  $u_p|_{min}$  дается соотношением (18).

Давление на поршне на границе II/III равно

$$p_{plast|min} = \rho_0 c_{plast}^2 \frac{1 - (V/V_0)_{plast|min}}{[1 - a_{plast}(1 - (V/V_0)_{plast|min})]^2} = 14.9 \text{ ГПа}. \tag{20}$$

На рис. 5 — это давление в точке пересечения пластической ударной адиабаты  $H_{plast}$  и прямой Рэлея, относящейся к упругой скорости звука  $c_{elast}$ . Значение (20) определяет нижнюю границу интервала существования одноволновой структуры. Расстояние  $d$ , разделяющее упругий и пластический скачки, в случае (20) велико, на много порядков больше межатомного расстояния.

#### 4.2. Остаточные деформации и напряжения после ультракороткого воздействия

Проблемы, относящиеся к ультракоротким лазерным импульсам, обсуждались выше в разд. 3. В данном разд. 4 рассматриваются ударные волны. Приведем результаты, касающиеся остаточных деформаций и напряжений после воздействия ультракороткого лазерного импульса. Как говорилось в разд. 3.8, с такими воздействиями связано формирование поверхностных структур. При воздействиях около порога абляции (несколько ниже порога)



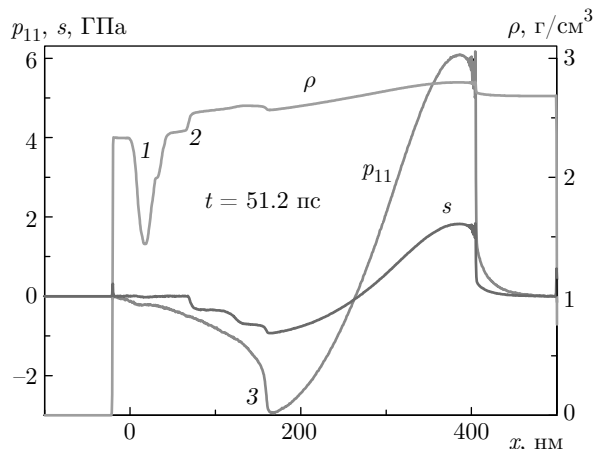
образуются нанопористые подповерхностные структуры (см. разд. 3.8).

Здесь приведем новые результаты, которые описывают состояние металла ниже пористого слоя. Нас интересуют остаточные деформации и напряжения, которые оставляет за собой сильная ударная волна. Ударная волна формируется в приповерхностном слое высокого давления, который возникает на временах порядка  $t_s = d_T/c_s$  после ультракороткого лазерного воздействия. Для алюминия этот масштаб времени равен 20 пс.

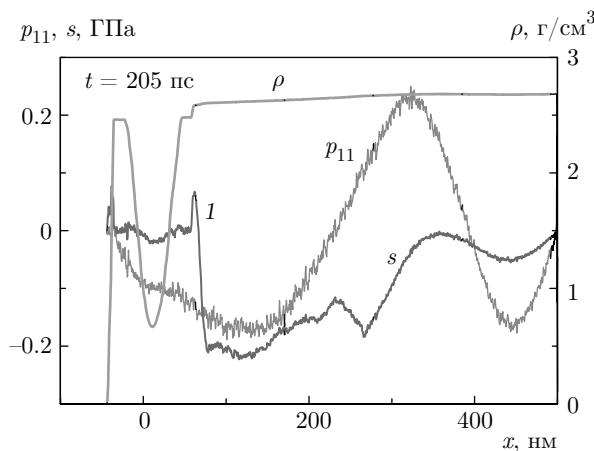
Формирование волны сжатия, ее распространение в объем полубесконечной мишени, опрокидывание волны сжатия исследованы достаточно. Спрашивается, каково асимптотическое состояние ковкого металла после ухода ударной волны на бесконечность. При слабых воздействиях (существенно ниже порога плавления) металл возвращается в начальное состояние: происходит, во-первых, остывание нагретого слоя, и, во-вторых, упругая волна сжатия не оставляет остаточных деформаций. Воздействия с амплитудой около порога абляции слабыми считать не приходится. При таком воздействии возникает горячий слой расплава, амплитуда растягивающих напряжений достаточна, чтобы инициировать кавитацию.

На рис. 6 показана ситуация на околосвуковой ( $t = 51.2 \text{ пс} \sim t_s$ ) стадии после воздействия немного ниже порога абляции алюминия; ниже абляционного порога нет термомеханического отрыва вещества, хотя, если превышен порог нуклеации, кавитация имеет место. Поглощенная энергия  $70 \text{ мДж/см}^2$ . Имеется достаточно мощная ударная волна, за которой начинается образование пластических деформаций. Рисунок 6 и последующие представляют результаты крупномасштабного молекулярно-динамического моделирования — число атомов около 400 миллионов. Толщина плоской пластинки 500 нм. Размеры системы  $500 \times 500 \times 24 \text{ нм}^3$ . На правой границе слоя действует граничное условие, которое пропускает акустические возмущения без их отражения. Таким образом, наша постановка эквивалентна воздействию на полубесконечную мишень.

Развитие остаточных деформаций и напряжений представлено на рис. 7. Ударная волна давно покинула рассматриваемый слой через правую границу  $x = 500 \text{ нм}$ . Момент времени, соответствующий рис. 7, составляет  $10 t_s$ . Продолжающиеся процессы — это, во-первых, теплоотвод из горячего поверхностного слоя. На границе, разделяющей жидкую и твердую фазы, имеет место скачок плотности, ср. с меткой 2 на рис. 6. Во-вторых, эволюционируют



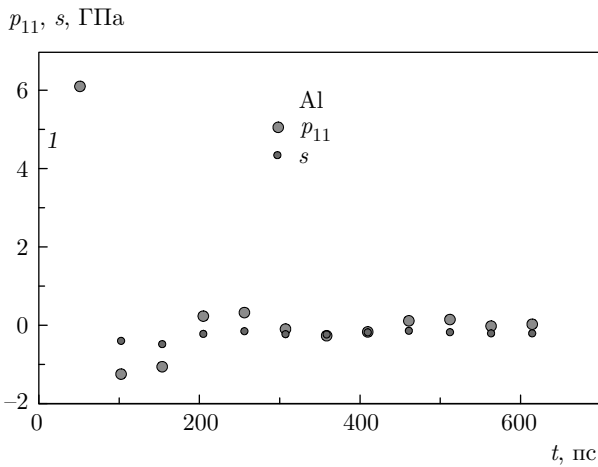
**Рис. 6.** Профили плотности  $\rho$ , продольного давления  $p_{11}$  и сдвигового напряжения  $s = (1/2)[p_{11} - (p_{22} + p_{33})/2]$ . Амплитуда ударной волны 6 ГПа; 1 — след в профиле плотности от подповерхностных пузырьков. Профили представляют собой результаты усреднения по направлениям 22 и 33, поперечным по отношению к направлению 11. Направление 11 перпендикулярно начальному положению плоской границы алюминия. Метка 2 — фронт плавления, жидкая фаза располагается левее этого фронта; 3 — откольный импульс, который образуется в момент нуклеации пузырьков и снимает растягивающее напряжение. На фронте плавления сдвиговое напряжение  $s$  скачком обращается в нуль



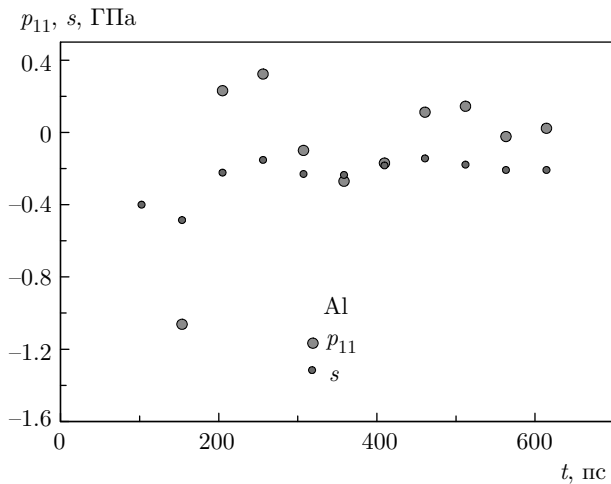
**Рис. 7.** Профили и обозначения такие же, как на рис. 6. Отметим смену знака напряжения  $s$  в твердом слое 1 около слоя расплава

остаточные напряжения. Отметим образование особого тонкого слоя твердой фазы у самой границы твердой и жидкой фаз. Этот особый слой отмечен цифрой 1 на рис. 7.

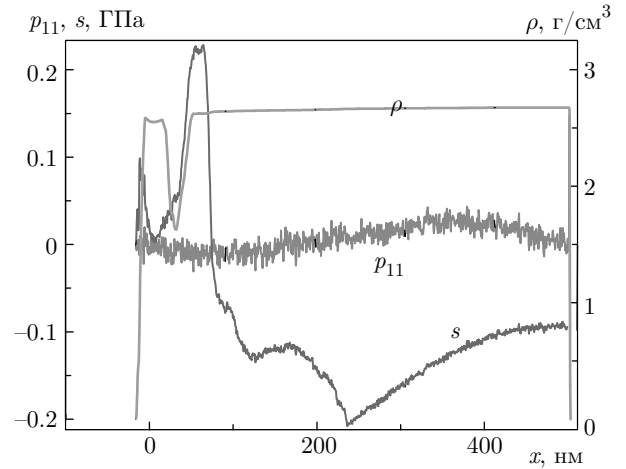
Эволюция напряжений внутри слоя при  $x < 500 \text{ нм}$  прослежена на рис. 8 и 9. Видим, как



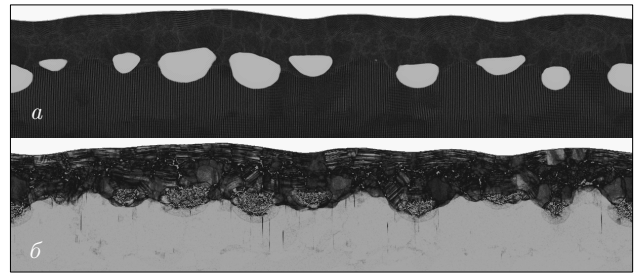
**Рис. 8.** (В цвете онлайн) Максимальные по модулю значения продольного давления  $p_{11}$  (берутся со своими знаками) в алюминии показаны большими красными кружками. Видно прохождение ударной волны по слою  $x < 500$  нм — первый красный кружок с давлением 6 ГПа (ср. с профилем на рис. 6). Далее ударная волна уходит в толщу мишени. По слою бежит волна разрежения. Растяжениям соответствуют второй и третий красные кружки. На больших временах продольное давление снижается до нулевых значений, поскольку рассматриваемый слой граничит с вакуумом



**Рис. 9.** (В цвете онлайн) Снижение продольного давления в алюминии с течением времени до нулевого значения — это процесс продольной разгрузки (см. подпись к рис. 8). При этом остаточные напряжения в поперечных направлениях в толще слоя (вне особого слоя 1 на рис. 7) выходят на свои квазистационарные значения, отличные от нуля. С ними связано формирование поля остаточных деформаций



**Рис. 10.** (В цвете онлайн) Полное затвердевание алюминия при  $t = 614$  пс. Продольное давление уменьшается практически до нуля. Но поперечные напряжения остаются на значительном уровне порядка 200 МПа. Особый слой, отмеченный цифрой 1 на рис. 7, остается и после затвердевания нанополостей внутри твердой матрицы



**Рис. 11.** (В цвете онлайн) Карты плотности (а) и параметра симметрии (б) на момент времени 614 пс. Видны остатки нанопузырьков, затвердевших в твердой матрице. Параметр симметрии уменьшается на границах дислокаций, которым соответствуют темные линии

достаточно мощная ударная волна пробегает рассматриваемый слой и покидает его, уходя в толщу мишени. За ударной волной из рассматриваемого слоя уходит волна разрежения. Как известно, волна разрежения образуется вследствие распада слоя высокого давления на две волны Даламбера. Одна из волн Даламбера идет в толщу металла, а другая отражается от свободной границы мишени, меняет знак (из сжатия в растяжение) и распространяется следом за волной сжатия.

Эволюция напряжений продолжается после ухода из нашего слоя комбинированного акустического (амплитуды малы по сравнению с объемным модулем) возмущения (см. рис. 9). Это комбинированное возмущение состоит из волн сжатия и разре-

жения. Амплитуда акустических возмущений достаточно велика, чтобы инициировать движение дислокаций. Квазиасимптотическое состояние слоя показано на рис. 10 и 11.

Квазиасимптотическое состояние (см. рис. 10 и 11) достигается на больших временах после ухода акустических возмущений. Момент времени, показанный на этих двух рисунках, соответствует 30 звуковым масштабам  $t_s$ . Остаются замороженные пузырьки и металл, составленный из мельчайших кристаллитов вокруг пузырьков. Из-за чрезвычайно мелких размеров кристаллитов (единицы нанометров) этот слой показан темно-зеленым цветом на нижнем из рис. 11. Именно к этому особому слою относится смена знака сдвигового напряжения на рис. 7 и 10. Но и в подстилающем слое остаются деформации (тонкие зеленые линии на рис. 11) и напряжения (см. рис. 10).

## 5. ФИЗИКА СВЕРХСКОРОСТНОГО УДАРА И ПЫЛЕУДАРНЫЙ МАСС-АНАЛИЗАТОР

С исследованиями кометы Галлея (см. разд. 2) связано много физических задач. В разд. 2 представлены результаты по противопылевой защите и по прибору «Фотон» (анализ крупных кометных пылинок по массам и временам прибытия на «Фотон»). Эти результаты были получены благодаря содружеству научного коллектива под руководством В. Е. Фортова и сектора физической гидродинамики ИТФ им. Л. Д. Ландау. Другой важнейший аспект космической миссии относился к анализу химического и изотопного составов пыли (в частности, в связи с гипотезами о происхождении жизни на Земле). Для такого анализа на межпланетных аппаратах Вега 1 и 2 и на Джотто были установлены приборы ПУМА (пылеударный масс-анализатор) [221–229].

Существует ряд способов исследования химического состава. Имеются устройства с ионизацией лазерным воздействием и выяснением состава путем обработки оптических спектров вспышки. Имеются магнитные масс-анализаторы. Эти два вида устройств трудно использовать на космическом борту из-за большой массы лазера или магнитов и их технической сложности.

Была предложена исключительно оригинальная концепция. Зачем нужны внешние источники ионизации (лазер, электронный пучок, дуга), когда пылинки ионизируются вследствие ультраскоростного удара (скорость соударения 80 км/с, см. разд. 2)?

Это первое упрощение. Второе связано с отказом от оптических спектров и от разделения по отношению заряд/масса ( $z/m$ ) в магнитном поле. Вместо этого просто прикладывается электростатическое поле, которое создается заземленной сеткой в промежутке между мишенью и анодом с одной стороны и сеткой с другой. На мишени поддерживается постоянное положительное напряжение [224].

Ионы вытягиваются из плазменного облака электрическим полем конденсатора; сетка и анод действуют аналогично обкладкам конденсатора. Чем выше отношение  $z/m$  иона, тем с большей скоростью вылетает ион за сетку. Вылетевшие ионы направляются в первую пролетную трубу масс-рефлектрона. Для повышения разрешения прибора по массе ПУМА выполнена в виде масс-рефлектрона. Рефлектрон состоит из первой трубы, рефлектора и второй трубы [222, 224, 227]. В конце второй трубы установлен коллектор ионов, фиксирующий время прихода ионов на коллектор. Отсчет времени запускается оптической вспышкой от прилетевшей пылинки.

Более быстрые ионы из группы ионов с одинаковым отношением  $z/m$  глубже залетают в рефлектрон с электрическим полем, отталкивающим положительный заряд. Поэтому более быстрые ионы находятся в рефлектроне дольше. Это обстоятельство сильно сужает в масс-спектре линию, относящуюся к данной группе  $z/m$ .

В работах [221–229] была проанализирована эффективность работы прибора ПУМА, предложены пути его оптимизации, например, применение ступенек на серебряной пластинке мишени. Были решены проблемы физики высокоскоростного удара и расшифровки спектров. Уширения линий и искажения спектров связаны с конечными распределениями вылета ионов по углу и скорости и, главное, с действием объемного заряда плазменного облака из вещества пылинки и мишени. Электростатика объемного заряда существенно экранирует внешнее вытягивающее поле конденсатора и сказывается на времени вытягивания ионного заряда из облака [221–224, 226].

**Итоги миссии.** Приборы ПУМА на борту аппаратов Вега 1 и 2 и Джотто позволили впервые прямым образом (до этого были только данные астрономических наблюдений) получить сведения относительно физических и химических характеристик кометной пыли. Выяснилось, что концентрация пылинок массой менее  $10^{-14}$  г и размерами менее 100 нм (нанопыль) намного больше, чем предсказывалось моделями кометной комы. Другое важ-

нейшее наблюдение, кроме обилия нанопыли, заключалось в обнаружении органики. Оказалось, что большая часть пылинок сильно обогащена легкими элементами, такими как водород, углерод, азот и кислород. Данные наблюдения свидетельствуют в пользу моделей, которые описывают кометные вещества как льды, прошедшие серьезную радиационную обработку.

Было обнаружено формирование электронной струи [223]. Такая струя образуется в случае плазменного облака во внешнем электрическом поле обратной полярности, когда внешнее поле вытягивает электроны из облака (облако на катоде). Показано [223], что за счет суммарного поля (внешнее плюс объемный заряд) рельеф электростатического потенциала имеет точку перевала.

Эта точка аналогична точкам перевала в суммарном поле гравитационного и центробежного потенциалов двух масс, вращающихся вокруг общего центра масс. Истечение электронов из облака происходит через точку перевала и поэтому имеет характер коллимированной струи. Отметим, что вращающаяся система двух гравитирующих точек имеет пять точек перевала, называемых точками Лагранжа, или точками либрации. Известно, что перевалка вещества в двойной системе с заполненной полостью Роша происходит в виде струи через внутреннюю точку Лагранжа. Например, таким образом протекает аккреция в маломассивных двойных системах.

## 6. АСТРОФИЗИКА

Сектор лазеров и плазмы ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН выполнил ряд работ по астрофизике. Исследования велись совместно с Р. А. Сюняевым в ИКИ РАН и MPI for Astrophysics [230–234]. Было описано контактное присоединение аккреционного диска к нейтронной звезде со слабым магнитным полем, не способным отодвинуть диск от поверхности звезды и создать магнитосферу в разрыве между диском и поверхностью. Оказалось, что за счет аккреции углового момента диска на поверхность по поверхности движется закрученный поток [230, 233]. Этот поток постепенно передает угловой момент звезде. Причем заметное дифференциальное вращение распространяется на довольно существенные глубины.

Ширина потока по полярному углу, который отсчитывается от плоскости экватора, пропорциональна темпу аккреции. Чем больше этот темп, тем на более высокие широты поднимается поток. Это обусловлено локальным ограничением на мощность радиационного охлаждения по Эддингтону.

Ранее постановка с контактом быстро вращающегося (существенная доля от кеплеровской скорости на поверхности звезды) течения вдоль пояса конечной ширины по полярному углу не рассматривалась. Вместо нее рассматривался диск в духе решения Шакуры и Сюняева [235], а механическое взаимодействие со звездой приносилось в это решение с помощью граничного условия на диск, которое ставилось на поверхности звезды [236]. Вращающийся поток движется над поверхностью звезды со сверхзвуковой скоростью [230, 233, 237]. Взаимодействие со звездой происходит через турбулентное трение [230].

Важное значение имеет определение скоростей плазмы, наполняющей межгалактические пространства в кластерах галактик. Эти скорости связаны с крупномасштабными движениями и турбулентностью [231]. В результате происходит существенное гидродинамическое уширение рентгеновских эмиссионных линий. Измерение ширин линий в несколько электронвольт вполне возможно с практической точки зрения для современных космических рентгеновских обсерваторий с криогенными детекторами. Измерения формы и ширины линий дает ценную информацию о поле межгалактических скоростей, а следовательно, о глобальном распределении масс и темной материи (dark matter), о течениях охлаждения (cooling flow) и об ударных волнах, генерируемых релятивистскими джетами центрального объекта.

В нашей работе [231] для вычисления формы радиационных линий использовано спектральное представление инерционного интервала колмогоровского каскада, перекачивающего кинетическую энергию из крупных в мелкие масштабы. Наблюдения и измерения кинематического эффекта Сюняева–Зельдовича и профиля рентгеновских линий дают взаимодополняющие сведения о поле скоростей.

В работе [233] рассмотрена аккреция на сверхмассивную черную дыру масштаба M87. Типичным является случай, в котором аккрецирующее вещество медленно (по сравнению с местной скоростью звука) вращается на радиусе Бонди  $R_B$ . Причиной вращающегося является дозвуковая турбулентность в газе на расстояниях больших по сравнению с радиусом Бонди. Угловой момент  $l$  аккрецирующего вещества на радиусе Бонди невелик. Тем не менее из-за сохранения удельного углового момента при аккреции (т. е. при оседании вещества от радиуса Бонди к центру) скорость вращения вещества растет при оседании (дозвуковая аккреция).

На радиусе  $r_c = l^2/Gm_{bh} = M_B^2 R_B$  скорость вращения газа сравнивается с местной центробежной скоростью ( $G$  — гравитационная постоянная,  $m_{bh}$  — масса сверхмассивной черной дыры,  $M_B$  — число Маха по скорости вращения на радиусе Бонди). Здесь формируется центробежный барьер, который резко уменьшает темп аккреции по сравнению с максимально возможным [233]. Барьер имеет форму тороидального уплотнения.

На радиусе  $r_c$  начинает сказываться турбулентное трение; выше этого радиуса газ оседает с сохранением удельного углового момента. В результате формируются внутренний и внешний диски. По внутреннему диску вещество спускается к черной дыре. При этом внешний диск отводит угловой момент внутреннего диска наружу за радиус Бонди [233]. По внешнему диску часть вещества выбрасывается наружу. Видимо, это вещество образует обширные пылевые облака вокруг M87 и квазаров.

В работе [233] приведены оценки времен, за которые меняется (за счет переменности внешней турбулентности) вектор углового вращения на радиусе Бонди и, соответственно, направление релятивистских джетов, выбрасываемых из центральной зоны черной дыры. Меняется также ориентация внутреннего и внешнего дисков.

В работе [234] мы вывели релятивистскую формулу для энергии стоячих звуковых волн в фотон-барион-электронной плазме. Формула получена из простых гидродинамических и термодинамических соотношений. Она применима для произвольного соотношения между плотностью энергии фотонов, плотностью энергии покоя барионов и плотностью тепловой энергии барионов. Формула непрерывным образом описывает переход между крайними случаями. Результаты работы [234] существенны для описания звуковых волн в фотонном газе в ранней Вселенной.

## 7. ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Лазеры применяются во многих современных технологиях. Здесь остановимся на недавних работах сектора лазеров и плазмы по двум направлениям. Во-первых, расскажем о производстве метаповерхностей с помощью точечных лазерных воздействий. Точечными здесь называются остросфокусированные воздействия, при которых освещенное пятно имеет размеры порядка длины волны оптического излучения — освещение на дифракционном пределе. Во-вторых, речь пойдет об абляции в жидкость. Это

перспективное направление, которое позволяет производить наночастицы с ценными для практических применений свойствами экологически чистым способом.

### 7.1. Численное моделирование формирования куполов на тонких пленках

Выше уже упоминалось о структурировании поверхности, создании метаповерхностей с искусственными свойствами (см. разд. 3.8). Но рассматривались хаотические поверхности, возникающие при достаточно малом по времени и достаточно интенсивном воздействии на объемные мишени. Кроме того, важно подчеркнуть, что для формирования хаотической поверхности пятно воздействия должно быть достаточно большим по размерам — не менее десятков микрон. В малых пятнах на пределе дифракции лазерного излучения никаких случайных структур не образуется, так как требуется существенное превышение диаметра пятна над капиллярным масштабом; размеры хаотических структур контролируются поверхностным натяжением [70, 77, 104, 116, 123, 147, 150–153].

Серия точечных воздействий применяется для создания массивов из «куполов» [91, 95] на тонких пленках, напыленных на подложки. Так возникает метаповерхность [91, 95]. Здесь говорится о «куполах» в кавычках, потому что в этом месте мы имеем в виду фигуру, созданную точечным лазерным воздействием. Это может быть действительно небольшое поднятие поверхности пленки в виде примерно параболического купола, или это купол с застывшей струйкой на вершине, или струйка является острой, потом короткой, потом вместо струйки в вершине купола появляется отверстие, далее отверстие расширяется по размеру плюс вокруг него образуется корона из застывших струек (нанокорона), наконец фигурой, созданной лазерным воздействием, становится отверстие в пленке. Мы прошлись по череде уединенных структур в направлении роста энергии лазерного импульса [84, 88–96, 99, 238–243]. При этом считали, что размер пучка на мишени и другие параметры (например, длительность импульса) фиксированы.

Очевидно, что с ростом энергии импульса растет степень модификации пленки в пятне воздействия — от небольшого вздутия к отверстию в пленке. При еще больших энергиях  $E$  диаметр отверстия  $d(E)$  увеличивается. Но, как показано в работе [242], это происходит не за счет крыльев лазерного пучка (т. е. по формуле Лиу [244]). Интересная идея, предложенная в работе [242], состоит в следующем. Рост

функции  $d(E)$  обеспечивает ударная волна, которая генерируется в подложке и расходится от пятна воздействия, поднимая пленку снизу, т. е. от подложки. Такое действие ударной волны в подложке обусловлено боковым расширением вещества подложки на границе с пленкой.

Хорошей аппроксимацией пространственного профиля лазерного пучка в поперечном по отношению к его оси направлении является аппроксимация функцией Гаусса:

$$I(r) = I_0 \exp(-r^2/R_L^2), \quad (21)$$

где  $r$  — радиус цилиндра, отсчитанный от оси пучка; считаем, что пучок направлен перпендикулярно поверхности мишени. Если пренебречь тепловой или механической связью между соседними радиусами  $r$  и  $r'$ , то вариация локальной термогидродинамической ситуации по  $r$  определяется только изменением интенсивности пучка (21) по  $r$ . Если дополнительно к сказанному предположить, что имеется порог абляции  $I_{thr}$ , то приходим к формуле Лиу [244] для роста радиуса абляции  $r_{thr}$  с усилением энергетики импульса (величины  $E$  и  $I_0$  пропорциональны друг другу).

Формула Лиу проста. Запишем  $I(r_{thr}) = I_{thr}$  в (21). Логарифмируя экспоненту (потенцирование), получаем

$$r_{thr} = R_L \sqrt{\ln(I_0/I_{thr})}. \quad (22)$$

В опытах варьируют  $I_0$  и откладывают зависимость  $r_{thr}$  от логарифма [95]. Таким образом определяют порог абляции  $I_{thr}$  ( $E_{thr} \propto I_{thr}$ ) и радиус пучка  $R_L$ .

Соотношение (22) применимо, когда диаметр пятна  $2R_L$  намного больше глубины прогрева  $d_T$  (в случае объемной мишени) или толщины пленки  $d_f$ . Это так при важном условии: процесс абляции завершается на глубинах порядка  $d_T$  или  $d_f$ . В случае, рассмотренном в работе [242], это не так. Ударная волна уходит на глубины порядка  $R_L$  и далее. На отрезке глубин до  $R_L$  амплитуда волны уменьшается слабо. Затем на глубинах порядка  $R_L$  начинается сферизация формы ударной волны и течения за ударной волной, т. е. волна идет в объем и распространяется в стороны под пленкой вдоль границы между пленкой и подложкой.

При этом на больших временах  $t_{s2} = R_L/c_s$  амплитуда ударной волны уменьшается, но степенным образом, тогда как по формулам (21), (22) затухание крыльев гауссиана экспоненциальное. Поэтому при сильных воздействиях (энергия  $E$  велика) расширение отверстия в пленке начинает контролироваться на совсем других временах, не  $t_s = d_T/c_s$ ,  $t_s = d_f/c_s$ ,

а  $t_{s2}$ , и на других пространственных масштабах, не  $d_T$ ,  $d_f$ , а  $R_L$ . При этом принципиально меняется закон расширения отверстия с ростом энергии — расширение степенное [242], а не логарифмическое (22).

Выше мы остановились на изменении степени модификации повреждения на тонкой пленке с ростом поглощенной энергии; тонкой называем пленку, толщина  $d_f$  которой меньше глубины прогрева  $d_T$ . Обсудили работу [242], описывающую самые сильные повреждения. Говорили об уединенном повреждении. Отмечено, что метаповерхность создается из массива таких повторяющихся повреждений («куполов»). Взаимное влияние соседних куполов начинается только при уменьшении шага массива по пространству до размера порядка  $R_L$ .

Вкратце коснемся методики, которая позволила нам в работах [84, 88–96, 99, 238–243] промоделировать процесс создания «купола». Процесс этот не простой. Он включает несколько достаточно самостоятельных физических стадий.

1) Поглощение энергии ультракороткого импульса в пятне радиуса  $R_L$ .

2) Сверхзвуковое распространение (см. разд. 3.3) поглощенной энергии по электронной подсистеме из скин-слоя  $\delta_{skin}$  в глубину по толщине пленки,  $d_f > \delta_{skin}$  [97].

3) Пленка тонкая,  $d_f < d_T$ . В работе [97] нами рассмотрен поворот теплового потока от распространения по толщине пленки (т. е. в направлении нормали к плоскости пленки) к распространению в стороны, вдоль пленки (т. е. по тангенциальным направлениям к поверхности пленки). Причем поворот этот происходит еще на двухтемпературной стадии. Это важно, поскольку на этой стадии передача тепла по электронной подсистеме происходит со сверхзвуковой скоростью. Между тем последующее отслоение пленки от подложки носит механический характер и протекает на звуковых временах  $t_s = d_T/c_s$ , следовательно, запаздывает относительно сверхзвукового пространственного перераспределения тепла, первоначально запасенного в скин-слое. Отслоится пленка или нет в данном локальном месте определяется количеством тепловой энергии, занесенной в это место на сверхзвуковой стадии, т. е. пока пленка была практически неподвижна (см. также обсуждение в конце разд. 3.3 относительно сравнения нашей теории поворота сверхзвукового теплового потока с опытами [98]).

4) Итак, распределение внутренней энергии по пространству пленки создано (двухтемпературная теплопроводность, разд. 3.4, и электрон-ионный теплообмен, разд. 3.5). Далее начинается звуковая ста-

для механических явлений;  $t_s = d_f/c_s \approx 17$  пс для пленки золота толщиной 50 нм, продолжительность двухтемпературной релаксации  $t_{eq}$  порядка нескольких пикосекунд. Вариация продолжительности импульса  $\tau_L$  от малых значений до 8 пс не влияет на формирование купола при  $R_L$  порядка нескольких микрон [245]. При таких довольно больших значениях  $R_L$  расширение пятна прогрева за счет поворота теплового потока ничтожно.

Пленка отрывается от подложки, когда между границами пленки и подложки появляется зазор  $\Delta$  в несколько межатомных расстояний. Имеем  $\Delta \ll d_f \ll R_L$ . Поэтому задачу об отрыве можно рассматривать в одномерном гидродинамическом приближении. После отрыва пленки скорость ее локального (по поверхности пленки) центра масс более не меняется. Мы применили наш код 1D-2Т-гд для расчета скорости центра масс  $v_{cm}(r) = v_{cm}(F_{abs}(r))$  [95] как функции локального значения поглощенной энергии (код 1D-2Т-гд — это одномерный, двухтемпературный, гидродинамический код [90, 239]). Было вычислено также распределение ионной температуры  $T_i(r)$  на стадии отрыва пленки.

5) Упомянутые распределения  $v_{cm}(r)$  и  $T_i(r)$  использовались как входные данные для молекулярно-динамической (МД) программы МД-МК (МК — описание теплопроводности металла с помощью блока Монте-Карло) [84, 88–92, 95, 99, 238, 240, 241, 243]. При этом программа МД-МК описывала только движение пленки — в этом заключалось упрощение МД-моделирования, поскольку после отрыва пленки от подложки не надо учитывать атомы подложки. Механическое действие подложки вне пятна отрыва моделировалось с применением термостата, который удерживал пленку от движения вне пятна отрыва.

6) С МД связан колоссальный прогресс в понимании неравновесных и равновесных процессов. Оказалось, что «простые» гидродинамические течения описываются МД, начиная с нескольких десятков межатомных расстояний (под «простыми» мы понимаем ситуации без медленной релаксации). Важнейшее ограничение МД-подходов обусловлено ограниченностью вычислительных ресурсов — сложно моделировать конденсированные системы объемом больше кубического микрона (это около ста миллиардов атомов). Поэтому современная наука идет по пути создания многомасштабных моделей, где нижний ярус — это МД. А надстройки строятся феноменологически, через теории дислокаций и теории пластичности. Правда, на этом пути из МД извлекают только необходимые коэффициенты для

описания релаксационных явлений в рамках традиционных представлений об упруго- и пластически-деформируемом твердом теле, т. е. об эффективности применения МД для раскрытия динамики событий приходится забыть.

В работах [84, 88–92, 95, 99, 238, 240, 241, 243] мы пошли по другому пути. Прямое МД-моделирование эксперимента [245] затруднительно, площадка пленки размерами  $3 \times 3$  мкм<sup>2</sup> и толщиной 50 нм имеет довольно большой (для МД) объем около 0.5 мкм<sup>3</sup>.

Поэтому были применены масштабирование и теория подобия. Это позволило описать явления куполообразования на пространственно-временных масштабах в 5–10 раз меньших. Теория подобия гласит: течения идентичны, если одинаковы характерные безразмерные параметры, описывающие постановку задачи.

7) Подробности теории масштабирования изложены в работах [84, 88, 89, 95, 240], где показано, что задача описывается с помощью двух безразмерных параметров: капиллярного числа  $N_{cap}$  и теплового числа  $N_T$ . Далее бралась реальная задача (например, [245]) и подсчитывались числа  $N_{cap}$  и  $N_T$ . Далее параметры кода МД-МК менялись так, чтобы в постановке с численным моделированием указанные числа были такими же.

Это можно сделать. В МК-блоке мы уменьшали теплопроводность так, чтобы подогнать число  $N_T$  в численном эксперименте к реальному. Капиллярные числа  $N_{cap}$  согласовывались с помощью параметра  $a$ . В такое число раз мы увеличивали скорость,  $v_{cm}(r) \rightarrow a v_{cm}(r)$ . Здесь первая скорость — это скорость из кода 1D-2Т-гд, а вторая — это скорость, которая закладывалась в МД-постановку.

8) Код МД-МК замечательным образом описывает всю последовательность событий. Это начальная стадия движения с заданным распределением скоростей  $a v_{cm}(r)$  и температур  $T_i(r)$ . Данная стадия завершается, когда пленка проходит по нормали расстояние, которое сопоставимо с радиусом  $R_L$ . Далее начинается интересное.

Становятся важны капиллярные силы — действительно, появляется кривизна (формируется купол) оторвавшегося участка пленки. Вместе с кривизной становятся существенными, во-первых, торможение пленки поверхностным натяжением и, во-вторых, перетекание вещества пленки по пленке в сторону оси купола. Перетекание происходит потому, что имеется касательная составляющая капиллярной силы, причем она направлена в сторону оси. Перетекание приводит к росту односторонней (вверх от купола) или двухсторонней (вверх и вниз

от вершины купола) струи в вершине купола, см. [84, 88].

Сопоставим время стадии отрыва  $t_s = d_T/c_s = 10\text{--}30$  пс и время формирования купола  $t_{3D} = R_L/v_{cm}$ . В экспериментальной ситуации имеем  $t_{3D} \sim 100$  нс [246]. В нашем расчете  $t_{3D} \sim 3$  нс. Мы хотим обратить внимание на громадную разницу во временных масштабах начальной  $t_s$  и последующей  $t_{3D}$  стадий.

Подчеркнем, что на временах  $t > t_{eq}$  можно пренебречь двухтемпературными эффектами;  $t_{eq} < t_s$ . Соответственно в расчетах МД–МК мы отталкиваемся от справочных значений коэффициента обычной (т. е. однотемпературной) теплопроводности.

В реальной задаче параметры  $N_{cap}$  и  $N_T$  таковы, что примерно одновременно с действием капиллярности на временах порядка  $t_{3D}$  становится существенным охлаждение жидкой фазы, составляющей пленку. Охлаждение обусловлено оттоком тепла по пленке металла из пятна нагрева на холодную периферию; радиационные потери и теплоотвод в диэлектрическую подложку малы.

В численной постановке (из-за одинаковости пары параметров,  $N_{cap}$  и  $N_T$ , в расчете и в опыте) взаимовлияние динамики (капиллярность) и охлаждения также имеет место на временах порядка  $t_{3D}$ . Следовательно, на стадии  $t_{3D}$  конкурируют процессы охлаждения и замораживания расплава, с одной стороны, и капиллярного торможения и формирования струи в вершине, с другой.

Такая конкуренция создает достаточно богатую картину перечисленных выше модификаций поверхности (купола, нанокороны) в зависимости от поглощенной энергии и «игры» параметров  $N_{cap}$  и  $N_T$  [93, 95]. В работах [84, 88–96, 99, 238–243] детально описано происходящее. Хотя эксперименты с куполами ведутся с 2003–2004 гг. [247], но ранее количественной картины с движением жидкой пленки, останавливаемой кристаллизацией, не существовало.

Отметим, что в опытах [245] видна радиальная гофрировка застывших куполов. Гофрировка указывает на интересное явление. После затвердевания не происходит мгновенной остановки движения купола. Купол продолжает двигаться по инерции в направлении к подложке. При этом купол тонкий, поскольку часть его массы перетекла в струю. Имеет место пластическая деформация тонкой оболочки купола.

При движении к подложке площадь купола должна уменьшаться; так и происходит, если пленка жидкая. Но мы имеем дело с твердым телом в виде

тонкой оболочки. Сокращение площади невозможно. В результате избыток площади складывается в гофры.

Гофры не имеют возможности выпрямиться обратно. Пластическая деформация поглощает кинетическую энергию движения оболочки к подложке. Происходит остановка движения купола в гофрированном состоянии.

## 7.2. Плазмоника, теплофизика и гидродинамика

Другое направление трудов сектора связано с решением комбинированных задач. Интерференция поверхностного плазмон-поляритона с падающей лазерной электромагнитной волной приводит к формированию нетривиального пятна нагрева [3, 248, 249]. В этом пятне чередуются горячие и холодные полосы. Шаг между полосами определяется длиной волны плазмон-поляритона,  $\lambda_{pp}$ . Нагрев осуществляется с помощью ультракороткого импульса. Нагревается тонкая пленка  $d_f < d_T$ , причем  $\lambda_{pp} \gg d_f$ . В этих условиях применима выработанная выше стратегия.

Сначала с помощью электродинамического кода находятся распределения полей и зависимость мощности диссипации энергии в скин-слое пленки (первый этап). Затем включается код 1D-2T-гд, и распределение по поверхности пленки энергии диссипации  $F_{abs}(y)$  перерабатывается в распределения скорости  $v_{cm}(y)$  механического отскока [238] и температуры  $T(y)$ ; координата  $y$  направлена вдоль пленки поперек полос гофрировки (второй этап). На третьем этапе с помощью кода МД–МК находим финальные застывшие формы гофрировки.

Отметим, что такая гофрировка применяется для создания голограмм [3, 248, 249].

## 7.3. Абляция в жидкость

Процессы при абляции в жидкость слабо изучены с теоретической и расчетной сторон. В этой связи в секторе, начиная с 2016 г., проводятся соответствующие исследования. Прикладной аспект данной проблемы можно изучить по первым ссылкам в работах [59, 154, 250–254].

Выполненные работы [59, 154, 250–254] позволили осветить ряд не ясных прежде вопросов. Рассмотрены воздействия разной длительности на мишень из золота, погруженную в воду. Вариация длительностей  $\tau_L$  от ультракороткой, порядка 1 пс, до промежуточной (50 пс) и до большой (500 пс) суще-



ственно влияет на инициированную импульсом ситуацию [154]. В частности, происходит качественное изменение остаточного рельефа на поверхности в пятне воздействия. Обсуждение этого факта было дано выше, см. конец разд. 3.8.

Перечисленные выше расчеты абляции в жидкость велись с помощью программ двухтемпературной гидродинамики и МД–МК. Отметим работу [255], в которой для моделирования проблемы был впервые применен высокопроизводительный многопроцессорный вариант SPH-кода (SPH — smoothed particles hydrodynamics — бессеточный гидрокod) [256].

Длительность стадии ускорения контактной границы между металлом и жидкостью порядка длительности лазерного импульса. За окончанием стадии ускорения следует продолжительное по времени замедление контактной границы. С замедлением связано возникновение условий, при которых начинается развитие гидродинамической неустойчивости Рэлея–Тейлора. Удлинение импульса по времени уменьшает важность развития неустойчивости.

В случае воздействия с повышенной энергетикой диффузия протекает более интенсивно. При этом диффузионные процессы действуют в сторону подавления неустойчивости Рэлея–Тейлора. В наших работах изучены процессы конденсации пара золота в жидкости в слое диффузионного смешивания. Конденсация начинается не одновременно и не однородно по слою диффузии. В результате конденсации образуются кластеры и затем наночастицы золота.

Впервые прослежена эволюция течения вплоть до формирования пузырька в жидкости [154].

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше изложена современная деятельность сектора лазеров и плазмы в составе Института теоретической физики им. Л. Д. Ландау, организованного в свое время академиком И. М. Халатниковым. Сотрудники сектора глубоко благодарны И. М. Халатникову за создание института и многолетнее эффективное управление им. Сектор прошел славный путь, отмеченный значительными фундаментальными и прикладными достижениями.

Далеко не все достижения нашли свое отражение в приведенном выше перечне, например, недостаточно освещены работы по «созреванию» теплового взрыва или по биофизической тематике — по продуктивности биосистем. Мы не коснулись работ по излучению металла, находящегося в двухтемпе-

ратурном состоянии. Остались за рамками повествования исследования, посвященные нелинейному фотоэффекту — испусканию электронов при освещении поверхности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Анисимов, В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 731 (2003).
2. В. J. Demaske, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, and I. I. Oleynik, Phys. Rev. B **82**, 064113 (2010).
3. A. I. Ignatov, V. V. Zhakhovsky, A. M. Merzlikin, and N. A. Inogamov, J. Phys.: Conf. Ser. **1147**, 012068 (2019).
4. А. В. Бушман, В. Е. Фортгов, УФН **140**, 177 (1983).
5. K. V. Khishchenko, S. I. Tkachenko, P. R. Levashov et al., Int. J. Thermophys. **23**, 1359 (2002).
6. I. V. Lomonosov, Laser Part. Beams **25**, 567 (2007).
7. <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/>, <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/>.
8. А. М. Прохоров, С. И. Анисимов, П. П. Пашинин, УФН **119**, 401 (1976).
9. С. И. Анисимов, А. М. Прохоров, В. Е. Фортгов, УФН **142**, 395 (1984).
10. С. И. Анисимов, В. Е. Беспалов, В. И. Вовченко и др., Письма в ЖЭТФ **31**, 67 (1980).
11. S. I. Anisimov, M. A. Berezovskii, M. F. Ivanov et al., Phys. Lett. A **92**, 32 (1982).
12. С. И. Анисимов, М. А. Березовский, В. Е. Захаров и др., ЖЭТФ **84**, 2046 (1983).
13. С. И. Анисимов, М. А. Березовский, М. Ф. Иванов и др., ДАН СССР **258**(1), 78 (1981).
14. С. И. Анисимов, А. М. Бонч-Бруевич, М. А. Ельяшевич и др., ЖТФ **36**, 1273 (1966).
15. С. И. Анисимов, ЖЭТФ **54**, 339 (1968).
16. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко, *Действие излучения большой мощности на металлы*, Наука, Москва (1970).
17. S. I. Anisimov and V. A. Khokhlov, *Instabilities in Laser-Matter Interaction*, CRC Press, Boca Raton, USA (1995).
18. С. И. Анисимов, М. И. Трибельский, Я. Г. Эпельбаум, ЖЭТФ **78**, 1597 (1980).
19. С. И. Анисимов, С. М. Гольберг, Э. Н. Соболев, М. И. Трибельский, Письма в ЖТФ **7**, 882 (1980).

20. С. И. Анисимов, С. М. Гольберг, О. Л. Куликов и др., Письма в ЖТФ **9**, 226 (1983).
21. С. И. Анисимов, С. М. Гольберг, Б. А. Маломед, М. И. Трибельский, ДАН СССР **262**, 1117 (1982).
22. С. И. Анисимов, С. М. Гольберг, М. И. Трибельский, ЖЭТФ **82**, 1604 (1982).
23. С. И. Анисимов, М. И. Трибельский, Письма в ЖТФ **6**, 31 (1980).
24. С. И. Анисимов, А. Х. Рахматулина, ЖЭТФ **64**, 869 (1973).
25. С. И. Анисимов, В. В. Жаховский, Письма в ЖЭТФ **57**, 91 (1993).
26. В. В. Жаховский, С. И. Анисимов, ЖЭТФ **111**, 1328 (1997).
27. S. I. Anisimov, D. O. Dunikov, V. V. Zhakhovskii, and S. P. Malysenko, J. Chem. Phys. **110**, 8722 (1999).
28. V. V. Zhakhovsky, A. P. Kryukov, V. Yu. Levashov et al., [www.pnas.org/cgi/doi/10.1073/pnas.1714503115](http://www.pnas.org/cgi/doi/10.1073/pnas.1714503115) (2018).
29. С. И. Анисимов, Ю. И. Лыиков, ПММ **34**, 926 (1970).
30. С. И. Анисимов, Б. С. Лукьянчук, УФН **172**, 301 (2002).
31. С. И. Анисимов, Н. А. Иногамов, Письма в ЖЭТФ **20**, 174 (1974).
32. A. V. Turlov, E. A. Kuznetsov, and M. Yu. Kagan, [arXiv:1903.04245 \[cond-mat.quant-gas\]](https://arxiv.org/abs/1903.04245) (2019).
33. С. И. Анисимов, Б. И. Макшанцев, ФТТ **15**, 1090 (1973).
34. С. И. Анисимов, В. Л. Комолов, ФТТ **16**, 575 (1974).
35. И. В. Алешин, С. И. Анисимов, А. М. Бонч-Бруевич и др., ЖЭТФ **70**, 1214 (1976).
36. С. И. Анисимов, В. А. Гальбурт, М. И. Трибельский, КЭ **8**, 1671 (1981).
37. S. I. Anisimov, V. I. Makshantsev, and A. V. Barsukov, Opt. Acoust. Rev. **1**, 251 (1991).
38. R. Z. Sagdeev, S. I. Anisimov, A. A. Galeev et al., Adv. Space Res. **2**(12), 133 (1982).
39. С. И. Анисимов, А. В. Бушман, Г. И. Канель и др., Письма в ЖЭТФ **39**, 9 (1984).
40. В. А. Агурейкин, С. И. Анисимов, А. В. Бушман и др., ТВТ **22**, 964 (1984).
41. С. И. Анисимов, Б. А. Демидов, Л. И. Рудаков и др., Письма в ЖЭТФ **41**, 455 (1985).
42. С. И. Анисимов, В. П. Карягин, В. А. Кудряшов и др., Письма в ЖЭТФ **44**(10), 477 (1986).
43. С. И. Анисимов, Б. Л. Капелиович, Т. Л. Перельман, ЖЭТФ **66**, 776 (1974).
44. М. И. Каганов, И. М. Лифшиц, Л. В. Танатаров, ЖЭТФ **31**, 232 (1957).
45. B. Rethfeld, D. S. Ivanov, M. E. Garcia, and S. I. Anisimov, J. Phys. D **50**, 193001 (2017).
46. Ю. В. Петров, К. П. Мигдал, Н. А. Иногамов, С. И. Анисимов, Письма в ЖЭТФ **104**, 446 (2016).
47. Н. А. Иногамов, Ю. В. Петров, ЖЭТФ **137**, 505 (2010).
48. B. Y. Mueller, I. Klett, and B. Rethfeld, AIP Conf. Proc. **1464**, 609 (2012).
49. Ю. В. Петров, Н. А. Иногамов, К. П. Мигдал, Письма в ЖЭТФ **97**, 24 (2013).
50. Л. Д. Ландау, *Собрание научных трудов*, Наука, Москва (1969).
51. А. И. Ахиезер, ЖЭТФ **8**, 1318 (1938).
52. В. А. Красильников, В. В. Крылов, *Введение в физическую акустику*, Наука, Москва (1984).
53. L. Waldecker, R. Bertoni, R. Ernstorfer, and J. Vorberger, Phys. Rev. X **6**, 021003 (2016).
54. A. M. Brown, R. Sundararaman, P. Narang et al., Phys. Rev. B **94**, 075120 (2016).
55. P. Maldonado, K. Carva, M. Flammer, and P. M. Openeer, Phys. Rev. B **96**, 174439 (2017).
56. I. Klett and B. Rethfeld, Phys. Rev. B **98**, 144306 (2018).
57. S. Ono, Phys. Rev. B **97**, 054310 (2018).
58. S. Ono, [arXiv:1901.04652v1 \[cond-mat.mtrl-sci\]](https://arxiv.org/abs/1901.04652v1) (2019).
59. Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, В. А. Хохлов, ЖЭТФ **154**, 92 (2018).
60. N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, Yu. V. Petrov et al., AIP Conf. Proc. **1426**, 909 (2012).
61. Yu. V. Petrov, K. P. Migdal, N. A. Inogamov, and V. V. Zhakhovsky, Appl. Phys. B **119**, 401 (2015).
62. K. P. Migdal, D. K. Il'nitsky, Yu. V. Petrov, and N. A. Inogamov, J. Phys.: Conf. Ser. **653**, 012086 (2015).

63. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, V. A. Khokhlov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **500**, 192023 (2014).
64. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Физматгиз, Москва (1963).
65. В. Н. Жарков, В. А. Калинин, *Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах*, Наука, Москва (1968).
66. A. V. Bushman, G. I. Kanel', A. L. Ni, and V. E. Fortov, *Intense Dynamic Loading of Condensed Matter*, Taylor & Francis (1993).
67. В. Е. Фортов, И. В. Ломоносов, *УФН* **184**, 231 (2014).
68. I. K. Krasnyuk, P. P. Pashinin, A. Yu. Semenov et al., *Laser Phys.* **26**, 094001 (2016).
69. V. Recoules, J. Clerouin, G. Zerah et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 055503 (2006).
70. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, Yu. V. Petrov et al., *Contrib. Plasma Phys.* **53**, 796 (2013).
71. P. R. Levashov, K. V. Khishchenko, I. V. Lomonosov, and V. E. Fortov, *AIP Conf. Proc.* **706**, 87 (2004).
72. К. В. Хищенко, *Письма в ЖТФ* **30**(19), 65 (2004).
73. V. E. Fortov, V. V. Kim, I. V. Lomonosov et al., *Int. J. Impact Engin.* **33**, 244 (2006).
74. N. A. Inogamov, S. I. Ashitkov, V. V. Zhakhovsky et al., *Appl. Phys. A* **101**, 1 (2010).
75. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, S. I. Ashitkov et al., *AIP Conf. Proc.* **1278**, 590 (2010).
76. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, S. I. Ashitkov et al., *Contrib. Plasma Phys.* **51**, 367 (2011).
77. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, S. I. Ashitkov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **500**, 112070 (2014).
78. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, S. I. Ashitkov et al., *Appl. Surf. Sci.* **255**, 9712 (2009).
79. N. A. Inogamov, A. Ya. Faenov, V. A. Khokhlov et al., *Contrib. Plasma Phys.* **49**, 455 (2009).
80. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, S. I. Ashitkov et al., In *Proc. of Intern. Symposium on High Power Laser Ablation*, Santa Fe, NM, 19–22 April 2010, p. 590.
81. L. V. Zhigilei, Z. Lin, and D. S. Ivanov, *J. Phys. Chem. C* **113**, 11892 (2009).
82. M. E. Povarnitsyn and T. E. Itina, *Appl. Phys. A* **117**, 175 (2014).
83. J. Hohlfeld, S.-S. Wellershoff, J. Guedde et al., *Chem. Phys.* **251**, 237 (2000).
84. Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, В. А. Хохлов, *ЖЭТФ* **147**, 20 (2015).
85. Ю. В. Петров, Н. А. Иногамов, К. П. Мигдал, *Изв. Кабардино-Балкарского гос. университета* **4**(3), 15 (2014).
86. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, N. Hasegawa et al., *Appl. Phys. B* **119**, 413 (2015).
87. V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **653**, 012003 (2015).
88. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, V. A. Khokhlov et al., *Nanoscale Res. Lett.* **11**, 177 (2016).
89. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, and K. P. Migdal, *Appl. Phys. A* **122**, 432 (2016).
90. N. A. Inogamov and V. V. Zhakhovsky, *J. Phys.: Conf. Ser.* **681**, 012001 (2016).
91. A. Kuchmizhak, O. Vitrik, Yu. Kulchin et al., *Nanoscale* **8**, 12352 (2016).
92. N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, Yu. V. Petrov et al., *AIP Conf. Proc.* **1793**, 070012 (2017).
93. П. А. Данилов, Д. А. Заярный, С. И. Ионин и др., *Письма в ЖЭТФ* **104**, 780 (2016).
94. С. И. Анисимов, В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов и др., *КЭ* **47**, 509 (2017).
95. X. W. Wang, A. A. Kuchmizhak, X. Li et al., *Phys. Rev. Appl.* **8**, 044016 (2017).
96. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, and V. A. Khokhlov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **946**, 012008 (2018).
97. V. V. Shepelev and N. A. Inogamov, *J. Phys: Conf. Ser.* **946**, 012010 (2018).
98. A. Block, M. Liebel, R. Yu et al., *Sci. Adv.* **5**, eaav8965 (2019).
99. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, V. A. Khokhlov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **774**, 012102 (2016).
100. N. A. Inogamov, S. I. Anisimov, Yu. V. Petrov et al., *Proc. SPIE* **7005**, 70052F (2008).
101. N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov, V. V. Zhakhovsky et al., *AIP Conf. Proc.* **1464**, 593 (2012).
102. Ю. В. Петров, Н. А. Иногамов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 316 (2013).
103. К. П. Мигдал, Yu. V. Petrov, and N. A. Inogamov, *Proc. SPIE* **9065**, 906503 (2013).
104. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, Yu. V. Petrov et al., *Proc. SPIE* **9065**, 906502 (2013).

105. Yu. V. Petrov, N. A. Inogamov, and K. P. Migdal, In ed. by V. E. Fortov et al., *Physics of Extreme States of Matter — 2013*, ИИТ (2013), p. 33.
106. Yu. V. Petrov, N. A. Inogamov, S. I. Anisimov et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **653**, 012087 (2015).
107. K. P. Migdal, Yu. V. Petrov, D. K. Il'nitsky et al., *Appl. Phys. A* **122**, 408 (2016).
108. Yu. V. Petrov, N. A. Inogamov, A. V. Mokshin, and B. N. Galimzyanov, *J. Phys. Conf. Ser.* **946**, 012096 (2018).
109. Yu. V. Petrov, N. A. Inogamov, K. P. Migdal et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **1147**, 012069 (2019).
110. S. I. Anisimov and B. Rethfeld, *Изв. РАН, сер. физ.* **61**, 1642 (1997).
111. S. I. Anisimov and B. Rethfeld, *Proc. SPIE* **3093**, 192 (1997).
112. F. Ladstädter, U. Hohenester, P. Puschnig, and C. Ambrosch-Draxl, *Phys. Rev. B* **70**, 235125 (2004).
113. N. A. Inogamov, A. Ya. Faenov, V. V. Zhakhovsky et al., *Contrib. Plasma Phys.* **51**, 419 (2011).
114. Н. А. Иногамов, А. М. Опарин, Ю. В. Петров и др., *Письма в ЖЭТФ* **69**, 284 (1999).
115. В. В. Жаховский, К. Нишихара, С. И. Анисимов, Н. А. Иногамов, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 241 (2000).
116. Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, С. И. Ашитков и др., *ЖЭТФ* **134**, 5 (2008).
117. S. I. Anisimov, N. A. Inogamov, A. M. Oparin et al., *Appl. Phys. A* **69**, 617 (1999).
118. Н. А. Иногамов, С. И. Анисимов, Б. Ретфельд, *ЖЭТФ* **115**, 2091 (1999).
119. E. Leveugle, D. S. Ivanov, and L. V. Zhigilei, *Appl. Phys. A* **79**, 1643 (2004).
120. M. E. Povarnitsyn, T. E. Itina, M. Sentis et al., *Phys. Rev. B* **75**, 235414 (2007).
121. M.V. Shugaev, C. Wu, O. Armbruster et al., *MRS Bulletin* **41**, 12 (2016).
122. P. N. Mayer and A. E. Mayer, *J. Appl. Phys.* **124**, 035901 (2018).
123. С. И. Ашитков, Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский и др., *Письма в ЖЭТФ* **95**, 192 (2012).
124. C. Wu, M. S. Christensen, J.-M. Savolainen et al., *Phys. Rev. B* **91**, 035413 (2015).
125. K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, A. Cavalleri et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 224 (1998).
126. A. Ya. Faenov, N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii et al., *Appl. Phys. Lett.* **94**, 231107 (2009).
127. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, A. Y. Faenov et al., *Appl. Phys. A* **101**, 87 (2010).
128. M. Ishino, A. Ya. Faenov, M. Tanaka et al., *J. Appl. Phys.* **109**, 013504 (2011).
129. N. A. Inogamov, A. Ya. Faenov, V. V. Zhakhovskii et al., *Contrib. Plasma Phys.* **51**, 361 (2011).
130. Y. Cherednikov, N. A. Inogamov, and H. M. Urbassek, *J. Opt. Soc. Amer. B* **28**, 1817 (2011).
131. Н. А. Иногамов, С. И. Анисимов, В. В. Жаховский и др., *Опт. ж.* **78**, 5 (2011).
132. M. Ishino, A. Faenov, M. Tanaka et al., *AIP Conf. Proc.* **1465**, 236 (2012).
133. Y. Cherednikov, N. A. Inogamov, and H. M. Urbassek, *Phys. Rev. B* **88**, 134109 (2013).
134. M. Ishino, A. Faenov, M. Tanaka et al., *Proc. SPIE* **8849**, 88490F (2013).
135. M. Ishino, N. Hasegawa, M. Nishikino et al., *J. Appl. Phys.* **116**, 183302 (2014).
136. M. Ishino, N. Hasegawa, M. Nishikino et al., *Proc. SPIE* **9598**, 958904 (2015).
137. T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, N. Ozaki et al., *J. Appl. Phys.* **120**, 035901 (2016).
138. N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, V. V. Zhakhovsky, and Yu. V. Petrov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **946**, 012009 (2018).
139. Y. Kohmura, V. Zhakhovsky, D. Takei et al., *Appl. Phys. Lett.* **112**, 123103 (2018).
140. S. Yu. Grigoryev, B. V. Lakatos, M. S. Krivokorytov et al., *Phys. Rev. Appl.* **10**, 064009 (2018).
141. S. Yu. Grigoryev, S. A. Dyachkov, V. A. Khokhlov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **1147**, 012067 (2019).
142. A. Ya. Vorobyev and C. Guo, *Opt. Express* **14**, 2164 (2006).
143. A. Ya. Vorobyev and C. Guo, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 041914 (2008).
144. R. N. Patel, T. Schröder, N. Wan et al., *Light: Sci. and Appl.* **5**, e16032 (2016).
145. E. L. Gurevich, *Phys. Rev. E* **83**, 031604 (2011).
146. A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov et al., *Laser Phys. Lett.* **13**, 025603 (2015).

147. В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов, К. Nishihara, Письма в ЖЭТФ **87**, 491 (2008).
148. V. V. Zhakhovskii, N. A. Inogamov, and K. Nishihara, J. Phys.: Conf. Ser. **112**, 042080 (2008).
149. Yu. V. Petrov, V. V. Zhakhovskii, N. A. Inogamov et al., Proc. SPIE **7005**, 70051W (2008).
150. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, S. I. Ashitkov et al., Engin. Failure Analysis **47**, 328 (2015).
151. С. И. Ашитков, П. С. Комаров, А. В. Овчинников и др., КЭ **44**, 535 (2014).
152. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, V. A. Khokhlov et al., J. Phys.: Conf. Ser. **510**, 012041 (2014).
153. С. И. Ашитков, С. А. Ромашевский, П. С. Комаров и др., КЭ **45**, 547 (2015).
154. Yu. V. Petrov, N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, and V. A. Khokhlov, Contrib. Plasma Phys. **59**, e419 (2019), arXiv:1812.09929 [physics.comp-ph].
155. С. И. Анисимов, Н. М. Кузнецов, Е. Ф. Ноготов, ТВТ **2**, 337 (1964).
156. С. И. Анисимов, ЖТФ **34**, 620 (1964).
157. S. I. Anisimov and V. I. Matsaev, Preprint PLF-14, Max-Planck Institut für Plasma Physik, Garching (1979).
158. S. I. Anisimov, V. V. Zhakhovskii, and K. Nishihara, In *Absrtracts, 13th Int. Conf. on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Monterey, CA* (1997), p. 56.
159. V. V. Zhakhovskii, K. Nishihara, and S. I. Anisimov, Письма в ЖЭТФ **66**, 91 (1997).
160. S. I. Anisimov, V. V. Zhakhovskii, and V. E. Fortov, Письма в ЖЭТФ **65**, 722 (1997).
161. V. V. Zhakhovskii, S. V. Zybin, K. Nishihara, and S. I. Anisimov, Phys. Rev. Lett. **83**, 1175 (1999).
162. С. И. Анисимов, Ю. В. Ходыко, ЖТФ **33**, 1333 (1963).
163. S. I. Anisimov and V. I. Fisher, In *Proc. IUTAM Symposium on Dynamics of Ionized Gases*, Tokyo (1971), p. 38.
164. С. И. Анисимов, В. И. Фишер, ЖТФ **41**, 2571 (1971).
165. С. И. Анисимов, М. Ф. Иванов, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Письма в ЖЭТФ **22**, 343 (1975).
166. С. И. Анисимов, Ю. В. Медведев, ЖТФ **58**, 1846 (1988).
167. С. И. Анисимов, ЖТФ **30**, 1124 (1960).
168. С. И. Анисимов, Н. М. Кузнецов, ПМТФ №6, 167 (1961).
169. B. S. Luk'yanchuk and S. I. Anisimov, Proc. SPIE **5448**, 95 (2004).
170. S. I. Anisimov and V. A. Kravchenko, Z. Naturforsch. A **40**, 8 (1985).
171. S. A. Lifits, S. I. Anisimov, and J. Meyer ter Vehn, Z. Naturforsch. A **47**, 453 (1992).
172. С. И. Анисимов, А. М. Прохоров, В. Е. Фортов, Изв. АН СССР, сер. физ. **46**, 1081 (1982).
173. B. Albertazzi, N. Ozaki, V. Zhakhovsky et al., Sci. Adv. **3**, e160270 (2017).
174. С. И. Анисимов, А. В. Конюхов, А. П. Лихачев и др., В сб. *Математическое моделирование*, под ред. О. М. Белоцерковского, В. А. Гущина, Наука, Москва (2003).
175. А. В. Конюхов, А. П. Лихачев, А. М. Опарин и др., ЖЭТФ **125**, 927 (2004).
176. А. В. Конюхов, А. П. Лихачев, А. М. Опарин и др., ЖЭТФ **131**, 761 (2007).
177. А. Р. Likhachev, A. V. Konyukhov, V. E. Fortov et al., AIP Conf. Proc. **1195**, 37 (2009).
178. А. В. Конюхов, А. П. Лихачев, В. Е. Фортов и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 21 (2009).
179. А. В. Конюхов, А. П. Лихачев, В. Е. Фортов и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 28 (2009).
180. A. Konyukhov, A. Likhachev, V. Fortov, and S. Anisimov, *28th Int. Symposium on Shock Waves*, ed. by K. Kontis, Vol. 2, Springer (2012), p. 531.
181. С. И. Анисимов, Я. Б. Зельдович, Письма в ЖТФ **3**, 1080 (1977).
182. S. I. Anisimov, Ya. B. Zel'dovich, N. A. Inogamov, and M. F. Ivanov, Progr. in Astronautics and Aeronautics **87**, 218 (1983).
183. С. И. Анисимов, А. М. Прохоров, П. П. Пашинин и др., Письма в ЖТФ **4**, 388 (1978).
184. М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 517 (2010).
185. В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов, Письма в ЖЭТФ **92**, 574 (2010).
186. Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, В. А. Хохлов, В. В. Шепелев, Письма в ЖЭТФ **93**, 245 (2011).
187. V. V. Zhakhovsky, M. M. Budzevich, N. A. Inogamov et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 135502 (2011).

188. B. J. Demaske, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov et al., *AIP Conf. Proc.* **1426**, 1163 (2012).
189. B. J. Demaske, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov et al., *AIP Conf. Proc.* **1426**, 1303 (2012).
190. B. J. Demaske, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, and I. I. Oleynik, *Phys. Rev. B* **87**, 054109 (2013).
191. V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, and S. I. Anisimov, In: *Physics of Extreme States of Matter — 2013*, ed. by V. E. Fortov et al., ИИТ, Moscow (2013), p. 61.
192. R. Perriot, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, and I. I. Oleynik, *J. Phys. Conf. Ser.* **500**, 172008 (2014).
193. V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, B. J. Demaske et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **500**, 172007 (2014).
194. S. I. Ashitkov, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov et al., *AIP Conf. Proc.* **1793**, 100035 (2017).
195. V. V. Zhakhovsky, K. P. Migdal, N. A. Inogamov, and S. I. Anisimov, *AIP Conf. Proc.* **1793**, 070003 (2017).
196. V. V. Zhakhovsky, B. J. Demaske, N. A. Inogamov et al., *AIP Conf. Proc.* **1464**, 102 (2012).
197. V. V. Zhakhovsky, M. M. Budzevich, N. A. Inogamov et al., *AIP Conf. Proc.* **1426**, 1227 (2012).
198. D. K. Plitsky, V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **500**, 032021 (2014).
199. С. И. Анисимов, М. Б. Агранат, С. И. Ашитков и др., *ФТТ* **29**, 3267 (1987).
200. М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 661 (1997).
201. М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 904 (1998).
202. М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков и др., *ЖЭТФ* **113**, 2162 (1998).
203. М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков и др., *ЖЭТФ* **115**, 675 (1999).
204. Б. Ретфельд, В. В. Темнов, К. Соколовски-Тинтен и др., *Опт. ж.* **71**(6), 18 (2004).
205. М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков и др., *Письма в ЖЭТФ* **83**, 592 (2006).
206. M. B. Agranat, S. I. Anisimov, S. I. Ashitkov et al., *Appl. Surf. Sci.* **253**, 6276 (2007).
207. M. B. Agranat, S. I. Anisimov, S. I. Ashitkov et al., *Proc. SPIE* **6720**, 672002 (2007).
208. S. I. Anisimov, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov et al., *Appl. Phys. A* **92**, 797 (2008).
209. S. I. Anisimov, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov et al., *Appl. Phys. A* **92**, 939 (2008).
210. V. V. Zhakhovskii, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov et al., *Appl. Surf. Sci.* **255**, 9592 (2009).
211. С. И. Ашитков, М. Б. Агранат, Г. И. Канель и др., *Письма в ЖЭТФ* **92**, 568 (2010).
212. N. A. Inogamov, S. I. Anisimov, V. V. Zhakhovsky et al., *Proc. SPIE* **7996**, 79960T (2010).
213. S. I. Ashitkov, N. A. Inogamov, P. S. Komarov et al., *AIP Conf. Proc.* **1464**, 120 (2012).
214. М. Б. Агранат, С. И. Ашитков, А. В. Овчинников и др., *Письма в ЖЭТФ* **101**, 671 (2015).
215. S. I. Ashitkov, P. S. Komarov, V. V. Zhakhovsky et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **774**, 012097 (2016).
216. S. I. Ashitkov, P. S. Komarov, E. V. Struleva et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **946**, 012002 (2018).
217. С. И. Ашитков, П. С. Комаров, М. Б. Агранат и др., *Письма в ЖЭТФ* **98**, 439 (2013).
218. Г. И. Канель, С. В. Разоренов, Г. В. Гаркушин и др., *ФТТ* **56**, 1518 (2014).
219. С. И. Ашитков, П. С. Комаров, Е. В. Струлева и др., *Письма в ЖЭТФ* **101**, 294 (2015).
220. Г. И. Канель, Е. Б. Зарецкий, С. В. Разоренов и др., *УФН* **187**, 525 (2017).
221. Н. А. Иногамов, *Письма в ЖТФ* **10**, 769 (1984).
222. Р. З. Сагдеев, С. И. Анисимов, С. Б. Житенев и др., *ДАН СССР* **279**, 613 (1984).
223. Н. А. Иногамов, *ДАН СССР* **277**, 1375 (1984).
224. С. Б. Житенев, Н. А. Иногамов, А. Б. Константинов, *Инж.-физ. ж.*, **50**, 751 (1986).
225. J. Kissel, R. Z. Sagdeev, J. L. Bertaux et al., *Nature* **321**, 280 (1986).
226. Н. А. Иногамов, *Инж.-физ. ж.* **52**, 553 (1987).
227. R. Z. Sagdeev, J. Kissel, E. N. Evlanov et al., *Astron. Astrophys.* **187**, 179 (1987).
228. С. И. Анисимов, С. Б. Житенев, Н. А. Иногамов, А. Б. Константинов, *Письма в ЖТФ* **17**(5), 57 (1991).
229. Н. А. Иногамов, А. Б. Константинов, С. И. Анисимов, С. Б. Житенев, *ЖЭТФ* **99**, 1699 (1991).
230. Н. А. Иногамов, Р. А. Сюняев, *Письма в астроном. ж.* **25**, 323 (1999).

231. Н. А. Иногамов, Р. А. Сюняев, Письма в астроном. ж. **29**, 892 (2003).
232. Н. А. Иногамов, Р. А. Сюняев, Письма в астроном. ж. **36**, 896 (2010).
233. Н. А. Иногамов, Р. А. Сюняев, Письма в астроном. ж., **36**, 883 (2010).
234. Н. А. Иногамов, Р. А. Сюняев, Письма в астроном. ж. **41**, 753 (2015).
235. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. Astrophys.* **500**, 33 (1973).
236. R. Popham and R. Sunyaev, *Astrophys. J.* **547**, 355 (2001).
237. M. A. Belyaev, R. R. Rafikov, and J. M. Stone, *Astrophys. J.* **770**, 67 (2013).
238. Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, Письма в ЖЭТФ **100**, 6 (2014).
239. V. A. Khokhlov, V. V. Zhakhovskiy, K. V. Khishchenko et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **774**, 012100 (2016).
240. V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskiy et al., *AIP Conf. Proc.* **1793**, 100038 (2017).
241. N. A. Inogamov and V. V. Zhakhovskiy, *Lobachevskii J. Mathem.* **38**, 914 (2017).
242. V. V. Shepelev, N. A. Inogamov, S. V. Fortova et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **1128**, 012092 (2018).
243. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskiy, and V. A. Khokhlov, *AIP Conf. Proc.* **1979**, 190002 (2018).
244. J. M. Liu. *Opt. Lett.* **7**, 196 (1982).
245. D. Wortmann, J. Koch, M. Reininghaus et al., *J. Laser Appl.* **24**, 042017 (2012).
246. C. Unger, J. Koch, L. Overmeyer, and B. N. Chichkov, *Opt. Express* **20**, 24864 (2012).
247. F. Korte, J. Koch, and B. N. Chichkov, *Appl. Phys. A* **79**, 879 (2004).
248. A. I. Ignatov, V. V. Zhakhovskiy, A. M. Merzlikin, and N. A. Inogamov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1092**, 012051 (2018).
249. A. I. Ignatov, V. V. Zhakhovskiy, A. M. Merzlikin, and N. A. Inogamov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1092**, 012052 (2018).
250. N. Inogamov, V. Zhakhovskiy, and V. Khokhlov, *AIP Conf. Proc.* **1979**, 190001 (2018).
251. N. Inogamov, V. Zhakhovskiy, and V. Khokhlov, arXiv:1803.07343v1 (2018).
252. Н. А. Иногамов, В. А. Хохлов, В. В. Жаховский, Письма в ЖЭТФ **108**, 470 (2018).
253. V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskiy, and Yu. V. Petrov, arXiv:1811.11990 [cond-mat.mes-hall] (2018).
254. Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, V. V. Zhakhovskiy, and N. A. Inogamov, arXiv:1812.09109, [physics.comp-ph] (2018).
255. S. A. Dyachkov, V. V. Zhakhovskiy, A. N. Parshikov, and N. A. Inogamov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1147**, 012064 (2019).
256. M. S. Egorova, S. A. Dyachkov, A. N. Parshikov, and V. V. Zhakhovskiy, *Comput. Phys. Comm.* **234**, 112 (2019).