

На правах рукописи

Хохлов Виктор Александрович

**Двухтемпературная гидродинамика
при воздействии ультракоротких лазерных импульсов
на твердые мишени**

Специальность 1.3.3 —
«теоретическая физика (физико-математические науки)»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка Московской обл. — 2024

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук.

Официальные оппоненты: **Левашов Павел Ремирович**,
доктор физико-математических наук,
ФГБУН Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
заведующий теоретическим отделом
Кудряшов Сергей Иванович,
доктор физико-математических наук,
ФГБУН Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Центр лазерных и нелинейно-оптических технологий Отделения квантовой радиофизики им. Н.Г.Басова,
ведущий научный сотрудник, зав. лаб.
Рогалин Владимир Ефимович,
доктор физико-математических наук,
ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики Российской Академии наук,
заведующий лабораторией

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Челябинский государственный университет» (ФГБОУ ВО «ЧелГУ»)

Защита состоится 28 марта 2025 г. в 11.30 часов на заседании диссертационного совета Д 24.1.128.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук по адресу: 142432, Московская область., г. Черноголовка, просп. Академика Семенова, д. 1А.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук или на сайте диссертационного совета <https://www.itp.ac.ru/ru/dissertation-council/>.

Автореферат разослан “ ____ ” _____ 2025 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 24.1.128.01,
д-р физ.-мат. наук

Адлер Всеволод Эдуардович

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Благодаря большой разнице масс электронов и атомов электрон—электронная и ион—ионная (фононная) релаксация в металлах происходит значительно быстрее, чем электрон—ионная релаксация (см., например, [1]). Это позволяет на промежуточных временах $\tau_{ee}, \tau_{ii} \ll t \ll \tau_{ei}$ считать, что электронная (электронов проводимости) и ионная (фононная) подсистемы металла являются квазиравновесными и имеют установившиеся температуры T_e и T_i , но эти температуры могут не совпадать. Поскольку лазерное излучение сначала поглощается электронами, а затем передается ионам, на таких временах может быть $T_e \gg T_i$ [2; 3]. Длительность рассматриваемых ниже ультракоротких (фемто- пикосекундные) лазерных импульсов попадает именно в этот диапазон.

Воздействие на твердые тела ультракоротких (пико- фемтосекундной длительности) импульсов лазерного излучения (УКЛИ) оптического или мягкого рентгеновского диапазона имеет большое значение как с теоретической, так и с практической точки зрения. Оно представляет собой незаменимый инструмент для исследований в науке [4–10] и в технологиях обработки материалов [11–15]: используется для микроструктурной обработки поверхностей металлов, полупроводников и диэлектриков. Эксперименты показывают, что воздействие таких импульсов позволяет получить большую точность и аккуратность обработки, чем воздействие более длительных импульсов. Исследование воздействия УКЛИ на твердые мишени показало, что при этом наблюдается ряд эффектов, отсутствующих при воздействии более длинных импульсов. Соответственно изучение взаимодействия УКЛИ с веществом ведется широким фронтом и уже продолжительное время [3; 16–23]. При этом многие проблемы сохраняют свою актуальность.

Существенное значение для **экспериментального исследования** воздействия УКЛИ сыграло развитие техники “pump—probe” («накачка—зонд») экспериментов [24–27]. Типичная схема такого эксперимента приведена на рис. 0.1. В таких экспериментах от основного импульса, воздействующего на мишень (pump), отделяется импульс малой мощности (probe), который после определенной регулируемой задержки используется для микроскопического или микроинтерферометрического исследования облучаемой области (или тыльной стороны) мишени. Это позволило с очень точным, не достижимым ранее разрешением по времени порядка длительности импульса (зондирующего импульса) и пространственной точностью порядка длины волны зондирующего импульса фиксировать изменение оптических свойств поверхности мишени, ее движения. Интересным развитием техники pump—probe экспериментов является использование «чипированных» (chirped) — растянутых по времени с линейной зависимостью частоты от времени — пробных импульсов. [28; 29] В этом случае

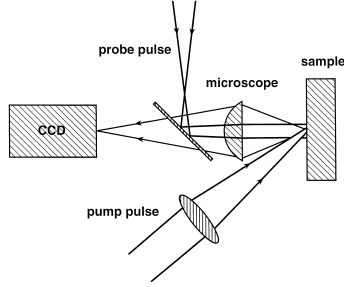


Рис. 0.1 — Схема pump-probe эксперимента ([25], Рис. 1)

микроинтерферометрия с отраженным импульсом дает сразу временной профиль.

При этом проявилось существенное отличие процессов при ультракороткоимпульсном лазерном воздействии от воздействия более длинных (микро—наносекундного диапазона и длиннее) импульсов.

Важную роль при этом играют процессы на двухтемпературной ($2T$) стадии, когда имеется большое различие электронной и ионной температур $T_e \gg T_i$. Несмотря на краткость этой стадии она существенно влияет на развитие процессов на больших временах. При этом непосредственное наблюдение процессов в веществе мишени на таких масштабах времени невозможно. Поэтому теоретическое исследование $2T$ —стадии, проведенное в диссертации, несомненно актуально и имеет большое значение для изучения воздействия УКЛИ на твердые мишени.

Для описания такой ситуации, возникающей при воздействии ультракоротких (пикосекундных) лазерных импульсов на металлическую мишень, приводящем к эмиссии электронов с их поверхности, в работе С.И. Анисимова и др. [3] впервые была успешно применена двухтемпературная ($2T$) модель. В ней тепловой баланс в электронной и ионной подсистемах описывается отдельными уравнениями [3, система (2)],

$$\begin{aligned} c_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \chi \Delta T_e - \alpha(T_e - T_i) + f(\mathbf{r}, t), \\ c_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial t} &= \alpha(T_e - T_i), \end{aligned} \quad (1)$$

а теплообмен между подсистемами описывается слагаемым $\alpha(T_e - T_i)$, которое в работе [3] взято в виде

$$\Delta E = \alpha(T_e - T_i), \quad \alpha = \frac{\pi^2}{6} \frac{m n s^2}{\tau_e T_e}, \quad (2)$$

обратно пропорционально электронной температуре в соответствии с [1]. Такая $2T$ модель хорошо описывает и ряд других эффектов, возникающих при воздействии УКЛИ на металлы [30–32].

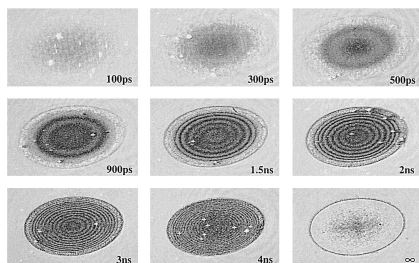


Рис. 0.2 — Микрофотографии алюминиевой мишени после воздействия ультракороткого лазерного импульса ([25], Рис. 3). В нижнем правом углу фотографий указано время после импульса.

Использованная в указанных выше работах [3;30–32] $2T$ модель хороша при не слишком больших интенсивностях излучения и при электрон—ионной релаксации достаточно быстрой по сравнению со временами, когда становится существенным движение вещества мишени. В противном случае уравнения $2T$ модели (1)—(2) необходимо рассматривать совместно с уравнениями движения (уравнениями гидродинамики).

В первую очередь движение вещества становится заметным в испаренном факеле. Система уравнений двухтемпературной гидродинамики — уравнения гидродинамики и уравнения теплового баланса для электронной и ионной подсистем — была использована для исследования такой задачи в работе [33]. Недостатком данной работы является то, что все двухтемпературное ($2T$) вещество рассматривается в ней как двухтемпературная плазма, в то время как значительная часть $2T$ вещества, что видно и из результатов этой работы, остается при твердотельной плотности. Ниже внимание будет сосредоточено на процессах, происходящих в двухтемпературном конденсированном веществе. При этом $2T$ —гидродинамика ($2TГД$) в конденсированном веществе является новой теорфизической сущностью, имеющей принципиально важные отличия в том числе от $2T$ плазмы — важным является учет совсем других эффектов, и возникают новые явления.

Короткоимпульсная лазерная абляция — удаление поверхностного слоя мишени в результате воздействия на нее ультракоротких (пикофемтосекундного диапазона) лазерных импульсов — широко изучается со времени появления соответствующих лазеров.

В работах [25; 26] было обнаружено принципиально новое интересное явление, отсутствующее при лазерной абляции под действием более длительных импульсов. На полученных с помощью pump—probe техники микрофотографиях облученных мишеней наблюдаются кольца, похожие на **кольца Ньютона** (см. рис. 0.2).

В работах [34;35] было показано, что такие кольца могут возникать в результате интерференции зондирующего луча, отраженного от отлетающего от мишени конденсированного абляционного купола и от дна кратера. На качественном уровне показано, что появление конденсированного слоя, отлетающего от мишени, может быть связано с быстрым распространением тепла вглубь мишени на двухтемпературной стадии, что приводит к качественному отличию абляции в этом случае от более длительных импульсов.

Последовательное исследование процесса короткоимпульсной лазерной абляции, позволившее объяснить наблюдаемые эффекты, проведено в нашей работе [36, (O1:1)] и подробно будет рассмотрено ниже в главе 1. Кратко на качественном уровне:

Лазерное излучение поглощается электронами, переводя вещество мишени в двухтемпературное состояние. Благодаря большой теплопроводности электронной подсистемы $\chi_e = \kappa_e/c_e$ тепло быстро распространяется в глубь вещества. Одновременно происходит теплообмен между электронной и ионной подсистемой, и через время порядка $t_{eq} \approx c_e/\alpha$ система переходит в однотемпературное состояние с значительно меньшей теплопроводностью. За это время тепло успевает распространиться на расстояние $d_{2T} \approx \sqrt{\chi_e t_{eq}} \approx \sqrt{\kappa_e/\alpha}$. В результате создается приповерхностный слой с высокой электронной (затем и ионной) температурой и практически невозмущенной плотностью, а, следовательно, с высоким давлением. Разгрузка этого слоя порождает уходящую в глубь вещества волну сжатия, за которой следует волна разряжения.

Эта стадия является существенно двухтемпературной, и в работе [36, (O1:1)] рассмотрена с помощью двухтемпературной гидродинамики (2ТГД). Поскольку за это время смещения малы, по сравнению с характерными поперечными размерами, гидродинамика рассматривается одномерная (см. гл. 1, §1:1).

Растяжение приповерхностного слоя приводит (при достаточной интенсивности выше порога абляции) к его отрыву. Этот процесс является существенно неоднородным и неодномерным. Затем становятся существенными трехмерные эффекты, связанные с неоднородностью распределения излучения по фокальному пятну. Для изучения этой стадии используется 3D молекулярно—динамическое моделирование (МДМ), однотемпературное, поскольку до данной стадии электронная и ионная температура успевают сравняться. В качестве начальных данных для МДМ используются результаты 2ТГД расчета. Грубо, без подробностей, которые дает МД, разрыв может быть получен и в гидродинамике, при добавлении в схему дополнительного **критерия разрыва** (см. [37;38]). Подробнее использование критерия разрыва будет рассмотрено ниже, см. 1:4:4.

Распределение интенсивности по пятну, спадающее от центра к периферии, приводит к тому, что в центре отлетает более тонкая пленка с большей скоростью, в результате чего возникает купол, высота которого

растет со временем. Дно кратера в силу того, что глубина кратера оказывается порядка толщины прогретого на $2T$ —стадии слоя d_{2T} и слабо зависит от интенсивности оказывается практически плоской. Анализ интерференции излучения зондирующего импульса на таком куполе показывает, что в результате возникают «кольца Ньютона» в соответствии с результатами [25; 26].

Разработанная в работе [36, (O1:1)] схема — $2T1DГД$ расчет и затем, при необходимости, $1T\ 3D$ МДМ, в качестве начальных данных для которого используются результаты $2TГД$ расчета — оказалась очень плодотворной. В работе [36, (O1:1)] использовался модельный потенциал межатомного взаимодействия типа Ленарда—Джонса в МДМ и соответствующее модельное уравнение состояния (УРС) в ГД. Поэтому результаты работы показали только качественное соответствие экспериментам. Использование в дальнейших работах разработанных для конкретных веществ уравнений состояния (см. 1:1:1), коэффициентов теплопроводности и электрон—ионного теплообмена в ГД (см. 1:1:1) и потенциалов межатомного взаимодействия в МДМ позволило получать не только качественное, но хорошее количественное соответствие результатов расчетов и экспериментов (см. [39; 40, (O2:1, O1:2)] и последующие работы). Для ионной подсистемы используются в частности широкодиапазонные многофазные УРС, разработанные К.В.Хищенко, см. например [41–50], по типу [51–56], см. также [57; 58]). Для электронной подсистемы УРС (см. 1:1:1.1) и коэффициенты теплопроводности и электрон—ионного теплообмена (см. 1:1:1) это частично выведенные теоретически формулы или полуэмпирические аппроксимации, разработанные с использованием результатов DFT-моделирования [44; 59–63]. При этом было выяснено, что использовавшиеся ранее, в том числе в [36, (O1:1)] приближение ферми—жидкости для электронного УРС применимо только для простых металлов, как алюминий, а при расчете теплопроводности и электрон—ионного теплообмена других металлов необходимо учитывать процессы переброса [61].

Целью данной работы является изучить (на масштабах сплошной среды: термо—гидродинамики) процессы, происходящие в веществе твердых мишеней (металлических, диэлектрических) при воздействии ультракоротких (фемто—пикосекундного диапазона) лазерных импульсов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать физическую модель и соответствующую расчетную схему $2T$ —гидродинамики ($2TГД$).
2. Разработать расширение $2TГД$ с учетом возбуждения электронов в диэлектрике под действием импульсов рентгеновского диапазона.
3. Разработать расширение $2TГД$ с учетом сдвиговой упругости твердых веществ.

4. Разработать расширение 2ТГД при наличии слоев веществ с существенно разными физическими свойствами.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При воздействии ультракороткого (фемто—пикосекундного диапазона) лазерного импульса на металлическую мишень возникает двухтемпературное состояние, с электронной температурой, значительно превосходящей ионную $T_e \gg T_i$. Несмотря на краткость 2Т—фазы, она существенно влияет на дальнейшие процессы. Разработанная физическая модель и на ее основе расчетная схема 2Т—гидродинамики (2ТГД) позволила впервые корректно описать 2Т эффекты в конденсированном веществе мишеней.
2. Молекулярно—динамическое (МД) моделирование, стартующее с состояния, полученного в 2ТГД расчете, или 2ТГД расчет с использованием впервые предложенного варианта критерия разрыва дает правильное описание процесса откольной абляции. Получаемые порог абляции, момент отрыва, толщина отрывающегося слоя и его скорость точно соответствуют экспериментальным результатам.
3. Учет радиального распределения интенсивности лазерного излучения — падения интенсивности излучения от центра к периферии лазерного пятна — дает, что отлетающий слой имеет вид полупрозрачного купола, опирающегося на практически плоское основание, что соответствует схеме в опытах Ньютона (с перевернутой линзой). Это позволило впервые объяснить наблюдающиеся при лазерной абляции «кольца Ньютона» в микрофотографиях отраженного зондирующего импульса.
4. При воздействии на прозрачные диэлектрики ультракоротких (пико—фемтосекундного диапазона) рентгеновских (ультрафиолетовых) импульсов необходимо схему двухтемпературной гидродинамики, рассмотренную выше для металлов, дополнить уравнением для дополнительной термодинамической переменной — плотности числа электронов в зоне проводимости (степенью ионизации). Использование такой дополненной схемы впервые позволило корректно описать происходящую при этом термомеханическую абляцию диэлектриков, в частности значительное снижение порога абляции по сравнению с наблюдаемым для более длительных импульсов (микросекундных и длиннее).
5. В динамике твердых тел существенную роль играет сдвиговая упругость. Без ее учета качественная картина движения сохраняется, но скорости получаются неправильными (заниженными). Разработанная модель с включением сдвиговой упругости позволяет (впервые) получить результаты, полностью соответствующие МД—моделированию и экспериментам.

6. Разработанное расширение модели и расчетной схемы позволило впервые описать воздействие ультракоротких лазерных импульсов на мишени, состоящие из двух (пленка на подложке) и более (наноламинаты) слоев веществ с существенно различными свойствами.
7. Прослежен переход от колебаний пленки на подложке (при $F_{\text{abs}} < F_{\text{del}}$) к отслоению пленки и к разрыву в пленке.
Полученные результаты хорошо соответствуют экспериментальным данным.
8. Впервые теоретически исследовано поведение наноламината (на примере из чередующихся тонких слоев никеля и алюминия).
Показано, что существует порог разрыва в первом слое никеля, а следующий порог соответствует разрыву в первом слое алюминия вблизи границы с первым слоем никеля. Полученные пороги соответствуют наблюдаемым в эксперименте порогам разрыва в слое никеля и вблизи границы первых слоев никеля и алюминия.
9. Проведено исследование лазерной абляции в жидкость (на примере абляции золота в воду) в широком диапазоне длительностей лазерных импульсов от фемто– до наносекундного диапазона.
Впервые корректно объяснено образование наночастиц золота в воде в результате развития неустойчивости Рэлея—Тейлора на границе воды и оторвавшегося слоя золота (в случае коротких лазерных импульсов) и при конденсации золота, продиффундировавшего в воду при контакте сверхкритических воды и золота (при длинных импульсах)

Научная новизна: Все результаты, выносимые на защиту, являются новыми. В ряде случаев они обобщают результаты, полученные ранее другими авторами — в таких случаях сопоставление с предыдущими результатами подробно обсуждается в тексте и даются необходимые ссылки. Такое сопоставление одновременно подтверждает достоверность представленных результатов.

Достоверность полученных результатов обеспечивается надёжностью применявшихся методов, согласием с результатами, полученными в других работах, и согласием с данными физических и численных (МД) экспериментов, выполненных соавторами публикаций и другими авторами.

Практическая значимость. Построенная в работе модель $2T$ —гидродинамики необходима для корректного описания процессов в веществе мишеней при воздействии ультракоротких лазерных импульсов. Полученные результаты могут быть использованы для оптимизации условий при различных применениях лазерных технологий, в частности лазерной обработке материалов, включая лазерную абляцию и лазерное упрочнение поверхности, получением взвеси наночастиц металла в жидкости (золота в воде) при лазерной абляции в жидкость.

Основным **методом исследования** является построение и использование теорфизической модели и расчетной схемы $2T$ —гидродинамики, ее расширение для учета необходимых для исследования рассматриваемых вопросов дополнительных эффектов. Важным методом является комбинация $2T$ —гидродинамики с проводимым на основе ее результатов МД—моделированием.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: Международных конференциях по уравнениям состояния вещества (International Conference on Equations of State for Matter), по физике экстремальных состояний вещества (Physics of Extreme States of Matter) и по взаимодействию мощных потоков энергии с веществом (International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter) Эльбрус – 2010–2024, Кабардино-Балкария, Россия, 19th EUROPEAN CONFERENCE ON FRACTURE, European Structural Integrity Society (ESIS), 2012, 26-31 августа 2012, Казань, Россия, 18th Biennial Intl. Conference of the APS Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter, Seattle, Washington, USA, July 7-12, 2013, 19th — June 14–19, 2015; Tampa, Florida, 12-th International Conference on Laser Ablation COLA-2013, October 6-11, 2013, Ithaca, Italy, 9th International Conference on Photo-Excited Processes and Applications September 30 – October 3, 2014 Matsue, Japan, The Seventh International EMMI Workshop on Plasma Physics with Intense Heavy Ion and Laser Beams at FAIR December 9-10, 2014, Moscow, Russia, International Symposium “Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies” (FLAMN-16) June 27- July 01, 2016, St. Petersburg, Pushkin, Russia, 5-th International Conference on Advanced Nanoparticle Generation and Excitation by Lasers in Liquids (ANGEL-2018) June 3-7 2018, Lion, France, V Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» Лаплаз-2019 12 февраля по 15 февраля 2019 и конференциях Landau days 2013, 2015, 2016

Личный вклад. Автором разработана модель и расчетная схема $2T$ —гидродинамики. Во всех совместных публикациях автором проведено моделирование начальной $2T$ —стадии, по результатам которого, при необходимости, проводилось МД—моделирование. Автор принимал активное участие на всех этапах обсуждения постановки задачи и анализа полученных результатов.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 35 статьях в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science: Core Collection, и Scopus ([O1](#)) и 7 статьях в сборниках конференций ([O2](#)).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации **219** страниц текста с **113** рисунками. Список литературы содержит **184** наименования.

Содержание работы

Во **введении** на основе обзора современного состояния экспериментальных и теоретических исследований воздействия ультракоротких лазерных импульсов на твердые мишени, в том числе с использованием численного моделирования, (0.1) обоснована актуальность темы диссертации, (0.2) сформулирована цель работы, и (0.3) перечислены основные результаты, (0.4) охарактеризована новизна и практическая ценность развитых методов и полученных результатов, а также раскрыто содержание диссертации по главам.

Первая глава посвящена **построению двухтемпературной гидродинамики** и ее применению в случае воздействия ультракоротких лазерных импульсов на объемные металлические мишени.

Как обсуждалось во введении (см. 0.1), благодаря большой разнице масс электронов и атомов, характерные времена τ_{ee} электрон—электронной и τ_{ii} ион—ионной (фононной) релаксации в металлах значительно меньше, чем τ_{ei} электрон—ионной релаксации (см., например, [1]). Это позволяет на промежуточных временах $\tau_{ee}, \tau_{ii} \ll t \ll \tau_{ei}$ описывать состояние вещества как квазиравновесное, считая, что электронная (электронов проводимости) и ионная (фононная) подсистемы металла имеют установившиеся температуры T_e и T_i , но эти температуры могут не совпадать [2; 3]. Для описания такой ситуации в работе С.И. Анисимова и др. [3] впервые была успешно применена двухтемпературная ($2T$) модель. В такой модели тепловой баланс в электронной и ионной подсистемах описывается отдельными уравнениями (см. (1), [3, система уравнений (2)]). В работе [3] $2T$ -термодинамика рассмотрена на фоне неподвижного вещества. При не слишком малых поглощенных энергиях излучения и при электрон—ионной релаксации не очень быстрой по сравнению со временами, когда становится существенным движение вещества мишени, такую $2T$ тепловую задачу необходимо рассматривать совместно с уравнениями движения (уравнениями гидродинамики) в единой **двухтемпературной гидродинамике** ($2TГД$) [36, (01:1: 1)]. $2TГД$ подход [3; 36, (01:1: 1)] применим и при больших временах. При этом на больших временах, как правило, различие $2T$ и $1T$ становится исчезающе малым, и $1T$ рассмотрение может быть предпочтительнее, как более простое и менее затратное.

За время двухтемпературной стадии глубина, на которую успевают пройти тепловые возмущения (глубина прогретого слоя), как правило, не превышает сотни нанометров, и, хотя в приповерхностном слое могут уже возникать заметные скорости, масштаб гидродинамических возмущений еще меньше. Характерные поперечные размеры (диаметр лазерного пятна) даже при остросфокусированном излучении значительно больше, как правило больше десятков микрометров. Это позволяет описывать $2T$ стадию

в одномерном (1D) приближении, считая все величины зависящими только от одной пространственной координаты, перпендикулярной поверхности мишени, в этом приближении плоской. При численном моделировании 1D рассмотрение имеет большое преимущество, так как позволяет описывать гидродинамику с помощью хорошо разработанной эффективной схемы в координатах Лагранжа (массовых), а тепловые уравнения становятся трехдиагональными линейными уравнениями, эффективно решаемыми с помощью прогонки. При этом, если начальная плотность постоянна (ρ^0), в качестве лагранжевого параметра можно взять начальную (невозмущенную) координату x^0 . Тогда **система уравнений 2T гидродинамики** примет вид (см. [64;65, (O1:1:3, O1:1:8), уравнения (5)–(9)]):

$$\frac{\partial x(x^0, t)}{\partial t} = v(x^0, t), \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{\partial x(x^0, t)}{\partial x^0} = \rho_0, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial v(x^0, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho^0} \frac{\partial P(x^0, t)}{\partial x^0}, \quad P = P_e + P_i, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial E_e(x^0, t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho^0} \frac{\partial}{\partial x^0} \left(\frac{\kappa_e \rho}{\rho^0} \frac{\partial T_e}{\partial x^0} \right) - \frac{P_e}{\rho_0} \frac{\partial v}{\partial x^0} - \alpha(T_e - T_i) + \frac{Q(x^0, t)}{\rho}, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial E_i(x^0, t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho^0} \frac{\partial}{\partial x^0} \left(\frac{\kappa_i \rho}{\rho^0} \frac{\partial T_i}{\partial x^0} \right) - \frac{P_i}{\rho^0} \frac{\partial v}{\partial x^0} + \alpha(T_e - T_i), \quad (1.5)$$

где $E_e = \tilde{E}_e/\rho$, $E_i = \tilde{E}_i/\rho$, $\alpha = \tilde{\alpha}/\rho$ — удельные (на 1 массы) электронная и ионная энергии и коэффициент электрон—ионного теплообмена. Ниже всегда будут использоваться именно удельные величины. Здесь (1.1) — уравнение кинематики, (1.2) — уравнение сохранения массы (непрерывности), которое в координатах Лагранжа сводится к определению текущей плотности, (1.3) — закон сохранения импульса (уравнение движения Эйлера — расплавленные металлы с хорошей точностью можно считать идеальными жидкостями), (1.4) и (1.5) — закон сохранения энергии (теплового баланса) отдельно для электронной и ионной подсистем. При этом существенно, что электронные вклады E_e, P_e в (1.4) не зависят от T_i а ионные E_i, P_i в (1.5) от T_e [66].

В (1.4), (1.5) теплообмен между подсистемами взят в виде

$$Q_{e-i} = \alpha(\rho, T_e)(T_e - T_i). \quad (1.6)$$

При исследовании воздействия ультракоротких лазерных импульсов наибольшее значение имеют две стадии. Во—первых, это короткая по времени, но задающая ход процесса, что проявляется и на больших временах, существенно двухтемпературная стадия. На этой стадии $T_e \gg T_i$, и пренебрегая малой T_i по сравнению с T_e имеем $Q_{e-i}(T_e, T_i) \approx Q_{e-i}(T_e, 0)$.

Полагая $\alpha(T_e) = Q_{e-i}(T_e, 0)/T_e$ получаем $Q_{e-i}(\rho, T_e, T_i) \approx \alpha(\rho, T_e)T_e \approx \alpha(\rho, T_e)(T_e - T_i)$ (1.6). После завершения двухтемпературной стадии динамика длительное время продолжается как практически однотемпературная с $|T_e - T_i| \ll (T_e \approx T_i)$, и снова можно написать $Q_{e-i} \approx \alpha(T_e)(T_e - T_i)$. Более аккуратно можно показать, что (1.6) справедливо всегда, когда электронная и ионная температуры велики по сравнению с температурой Дебая [67].

Система замыкается **уравнениями состояния вещества** (УРС, EOS) (1:1:1) и формулами для коэффициентов теплопроводности и электрон—ионного теплообмена.

Разделение уравнения состояния на электронную и ионную составляющие определено с точностью до «холодного» вклада, зависящего только от плотности. Удобно определить **электронный вклад** так, чтобы он занулялся при нулевой температуре $T_e = 0$. В самом грубом приближении электронная подсистема является газом Ферми электронов в зоне проводимости. Асимптотику, соответствующую Ферми—газу при низких температурах и выходящую на идеальный газ при высоких можно записать как [36, (O1:1:1), (2.4)]

$$E_e = 1 \left/ \sqrt{\left(\frac{\gamma T_e^2}{2}\right)^{-2} + (c_{cl} T_e)^{-2}} \right., \quad P_e = \frac{2}{3} E_e \rho, \quad (1.7)$$

$$c_{cl} = \frac{3}{2} k_B Z / m_{at}, \quad \gamma = \frac{\pi^2}{2} k_B^2 \frac{Z}{m_{at}} \left/ \epsilon_F \right., \quad \epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3},$$

где ϵ_F — энергия Ферми, k_B — постоянная Больцмана, $n_e = Z n_{at}$, плотность числа атомов $n_{at} = \rho / m_{at}$, m_{at} — масса атома, Z — число электронов атома в зоне проводимости, m_e — масса электрона.

Формула (1.7) хорошо описывает электронную подсистему алюминия как простого металла с зоной проводимости, отделенной от валентных зон широкой щелью, но теряет применимость в случае металлов других групп. Для них электронное УРС строится также как сшивка низкотемпературной и высокотемпературной асимптотик, но с учетом зонной структуры, с использованием теории функционала плотности (DFT).

Эксперименты дают данные о полном однотемпературном УРС. При расчете УРС с помощью численного моделирования фактически холодная составляющая, электронный тепловой вклад и ионный тепловой вклад считаются отдельно, но для сравнения с экспериментальными результатами в итоге сообщается полное однотемпературное УРС. **Ионное УРС** для двухтемпературной модели при этом является разностью полного однотемпературного и электронного

$$E_i(\rho, T_i) = E_{EOS}(\rho, T_i) - E_e(\rho, T_i), \quad P_i(\rho, T_i) = P_{EOS}(\rho, T_i) - P_e(\rho, T_i), \quad (1.8)$$

где $E_{EOS} = E_{1T}$, $P_{EOS} = P_{1T}$ — задаваемые используемым однотемпературным уравнением состояния энергия и давление.

При удобстве использования аналитических аппроксимаций УРС, как, например, уравнение Ми—Грюнайзена, их недостатком является то, что аппроксимация справедлива для одной (как правило твердой) фазы. Изменение термодинамических свойств многих металлов при плавлении незначительно. Однако при этом в любом случае теряются затраты тепла на плавление вещества (энергия плавления). Указанного недостатка лишены широкодиапазонные табулированные УРС [41; 42; 52–56], построенные на сетках, перекрывающих всю интересующую область термодинамических параметров с учетом всех существующих при этом фаз.

Кроме уравнений для энергии и давления (УРС), которые прямо входят в уравнения $2T$ —гидродинамики, необходимо определить также **кинетические коэффициенты**, задающие темп распространения тепла — теплопроводности и обмена энергией между электронной и ионной подсистемой. В отличие от УРС, в простейших оценках этими коэффициентами иногда можно пренебречь (см., например, [36, (O1:1)]). В уравнения теплового баланса электронной и ионной подсистем входят свои **коэффициенты теплопроводности**. В металлах электронная теплопроводность, безусловно, доминирует, и ионной, как правило, можно пренебречь.

Оценка коэффициента электронной теплопроводности κ_e по модели Друде имеет вид

$$\kappa_e = (1/3)v_F^2 c_{e,V} / \nu_e, \quad (1.9)$$

где $c_{e,V}$ — теплоемкость электронной подсистемы в расчете на единицу объема, v_F — фермиевская скорость, $\nu_e = 1/\tau_e$ — частота столкновений электронов, τ_e — время свободного пробега электрона.

Частота $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{ee}$ складывается из взаимодействий электрона с ионами и другими электронами. При температурах T_i и T_e выше дебаевской и электронной температуре T_e до порядка несколько единиц кК, частота электрон—ионных столкновений $\nu_{ei} \approx \nu_{rt}(T_i/T_{rt})$ превышает частоту электрон—электронных ν_{ee} [63], здесь ν_{rt} — частота столкновений при комнатной температуре. В этом приближении коэффициент теплопроводности

$$\kappa_e \approx (1/3)v_F^2 (\gamma_V T_{rt} / \nu_{rt}) (T_e / T_i) \quad (1.10)$$

пропорционален электронной температуре и в существенно $2T$ —состоянии $T_e \gg T_i$ сильно возрастает по сравнению с однотемпературным случаем, а при выравнивании температур становится практически постоянным.

Для алюминия как простого металла, используя формулу Друде (1.9), ферми—газовую аппроксимацию электронной теплоемкости (1.7), аппроксимируя среднюю скорость электронов и учитывая, что частота столкновений складывается из частот электрон—электронных и электрон—ионных столкновений, для которых используются широкодиапазонные аппроксимации $\nu_e = \nu_{ee}^{WD} + \nu_{ei}^{WD}$, причем последняя различна в твердом

и жидком веществе, коэффициент теплопроводности сосчитан в [63; 68, (O1:1:4)]. Для металлов со сложной структурой электронных зон необходимо учитывать рассеяние электронов в зоне проводимости на электронах других зон, межзонные переходы, возможность термической ионизации, приводящей к зависимости числа электронов в зоне проводимости от электронной температуры, см., например, для золота [65, (O1:1:8), С, рис. С1)].

В простейшем приближении **коэффициент электрон—ионного теплообмена** на единицу массы можно считать постоянным: $\alpha = \text{const} = \alpha_0/\rho_0$, где α_0 — коэффициент электрон-ионного теплообмена в нормальных условиях. Для алюминия $\alpha = 3,5 \times 10^{17}/2,7 \times 10^3 = 1,3 \times 10^{14}$ Вт/(кг К) (см. [69]). У металлов с более сложной структурой электронных зон это приводит к появлению сильной зависимости коэффициента $\alpha(T_e)$. Кроме того, у всех металлов проявляется зависимость от плотности. Для золота см. [65; 70, (O1:1:8), (B.1)].

Нагрев металлической мишени ультракоротким лазерным импульсом (1:2), падающем на металл, лежащий при $x^0 \geq 0$ со стороны свободной поверхности, рассматривается на примере воздействия на алюминий импульса с гауссовым профилем по времени $\sim \exp(-(t/\tau_L)^2)$ (время t отсчитывается от максимума импульса). Тепловыделение, связанное с поглощением лазерного излучения

$$Q(x^0, T) = \frac{F_{\text{abs}}}{\sqrt{\pi} d_{\text{skin}} \tau} \exp\left(-\frac{x^0}{d_{\text{skin}}}\right) \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_L}\right)^2\right), \quad (1.11)$$

где F_{abs} — флюенс (поверхностная плотность энергии) поглощенного излучения, $F_{\text{abs}} = A F_{\text{in}}$, F_{in} — падающий флюенс, $A = 1 - R$ (R — коэффициент отражения). Ниже всегда, если не будет указано другое, толщина скин-слоя $d_{\text{skin}} = 15$ нм (что соответствует воздействию на алюминий импульсов Ti:sapphire лазера с длиной волны $\lambda = 800$ нм), $\tau_L = 100$ фс.

Численно интегрируется система уравнений двухтемпературной гидродинамики (1.1)–(1.5) с использованием УРС и транспортных коэффициентов материала мишени, конкретно алюминия: рассмотренных выше (1.7) для электронной подсистемы и табулированное широкодиапазонное УРС (см. 1:1:1.2) специально для ионной подсистемы (без электронного вклада) алюминия, предоставленное К.В. Хищенко, коэффициенты теплопроводности [63; 68, (O1:1:4)] и электрон—ионного теплообмена алюминия [69], начиная с момента $t = -3\tau = -0,3$ пс от начального состояния с комнатной температурой $T_i = T_e = 293$ К и нулевым давлением. Граничными условиями на свободной поверхности берутся $p(x^0 = 0, t) = P_{\text{out}} = 0$ (атмосферное давление мало по сравнению с давлениями, возникающими в нагретом металле, и им пренебрегаем) и отсутствие теплового потока через поверхность вещества, что соответствует требованию нулевого градиента электронной и ионной температур $\partial T_e(x^0, t)/\partial x^0 = 0$, $\partial T_i(x^0, t)/\partial x^0 = 0$ при

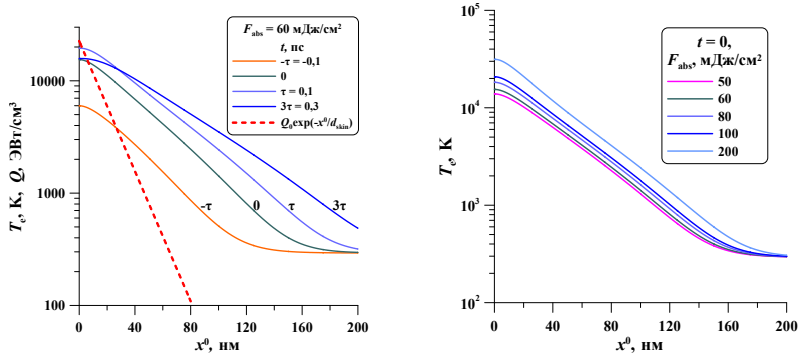


Рис. 1.1 — Профили электронной температуры $T_e(x)$ в алюминии, в различные моменты времени (при $F_{\text{abs}} = 60$ мДж/см²), и при разной поглощенной энергии греющего лазерного импульса в момент $t = 0$.

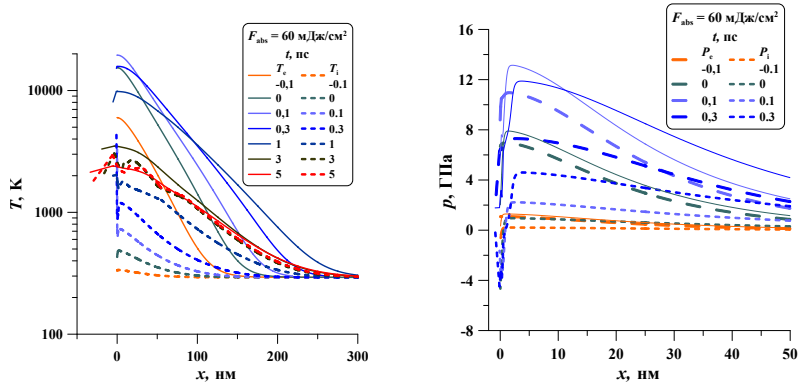


Рис. 1.2 — Профили электронной T_e (сплошные линии) и ионной T_i (штриховые линии) температур (слева) и электронного P_e (жирные штриховые линии), ионного P_i (мелкие штрихи) и полного $p = P_e + P_i$ (сплошные линии) давлений (справа) на $2T$ стадии (при $F_{\text{abs}} = 60$ мДж/см²)

$x^0 = 0$. Толщина металла берется достаточно большой, чтобы тепловые и гидродинамические возмущения не успевали дойти до второй границы расчетной области за рассматриваемое время, и граничные условия на ней не влияли на решение.

На рисунках 1.1 и 1.2 показаны профили электронной температуры $T_e(x)$ в различные моменты времени во время действия греющего лазерного импульса и на двухтемпературной стадии (1:2:2) и при различной поглощенной энергии. Как видно из рисунка 1.1, характерная

длина спадаания электронной температуры $d_{T_{\text{exp}}}$ практически сохраняется во время импульса и не зависит от поглощенной энергии, причем эта длина значительно больше d_{skin} , на котором спадает поглощаемая энергия (показан на рисунке красной штриховой линией) и определяется большой электронной температуропроводностью $\chi_e = \kappa_e / (c_e \rho)$. В результате картина процесса не зависит от толщины скин-слоя d_{skin} и, следовательно, от длины волны греющего лазерного импульса, если только не используется лазер с жестким излучением, проникающим глубже $d_{T_{\text{exp}}}$. На этапе нагрева $d_{T_{\text{exp}}} \sim \sqrt{\chi_e \tau}$. У алюминия на существенно— $2T$ стадии при высокой электронной температуре $T_e \sim 10^4$ К и низкой (близкой к комнатной) ионной температуре $\chi_e \sim 200$ см²/с и при $\tau = 0,1$ пс характерная длина $d_{T_{\text{exp}}} \sim 50$ нм. Затем $d_{T_{\text{exp}}}$ становится больше, $\sim \sqrt{\chi_e t}$. На рисунке 1.1 (слева) видно, что наклон линии $t = 3\tau = 0,3$ пс меньше. Быстрое увеличение толщины прогретого слоя благодаря большой электронной температуропроводности продолжается в течение $2T$ стадии до $t \sim t_{eq} \sim c_e / \alpha$, когда электронная и ионная температура становятся близки. При этом коэффициент теплопроводности уменьшается и становится практически постоянным, вместо электронной теплоемкости в коэффициенте температуропроводности начинает играть роль полная теплоемкость $c = c_e + c_i \gg c_e$, и рост толщины прогретого слоя практически останавливается на $d_T \sim \sqrt{\chi_e t_{eq}}$, как видно на рисунке 1.2. В алюминии $t_{eq} < \sim 5$ пс, $d_T < \sim 300$ нм.

Распространение тепла на $2T$ —стадии является сверхзвуковым в том смысле, что усредненная скорость тепловой волны $\bar{v}_T = d_T / t_{eq} \sim \sqrt{\chi_e / t_{eq}}$ оказывается большой по сравнению со скоростью звука c_s в веществе. Так в алюминии $\bar{v}_T \sim 100$ км/с $\gg c_s \approx 5$ км/с. При этом скорость $\bar{v}_T$ остается малой по сравнению с фермиевской скоростью, являющейся характерным масштабом в электронной подсистеме, и в ней имеется нормальная диффузия тепла. Гидродинамические (акустические) возмущения за время $2T$ —стадии успевают пройти только $d_{s,2T} = c_s t_{eq}$, в алюминии это $< \sim 25$ нм.

Итак, на двухтемпературной стадии происходит **быстрое распространение тепловой волны вглубь вещества, существенно обгоняя акустические возмущения**. Ионная температура постепенно повышается, подтягиваясь к электронной, достигает и превышает температуру плавления. В результате происходит гомогенное плавление в широкой области, доля жидкой фазы монотонно растет от 0 на границе двухфазной области и твердого вещества в глубине до 1. Поскольку на плавление вещества расходуется энергия, градиент ионной температуры в двухфазной области оказывается заметно меньше, чем вне ее (см. рис. 1.3), хотя внутренняя энергия растет. Поскольку **движение области плавления** определяется при этом не теплопроводностью вглубь вещества, а подтягиванием ионной температуры к электронной, это движение может быть сверхзвуковым. Такая картина плавления коренным образом отличается

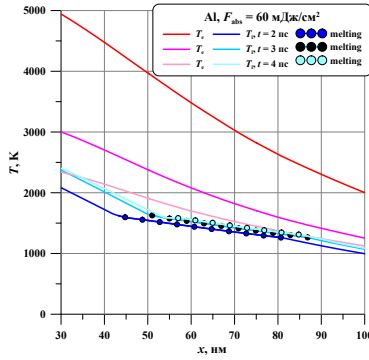


Рис. 1.3 — Температуры в области плавления вещества на $2T$ стадии

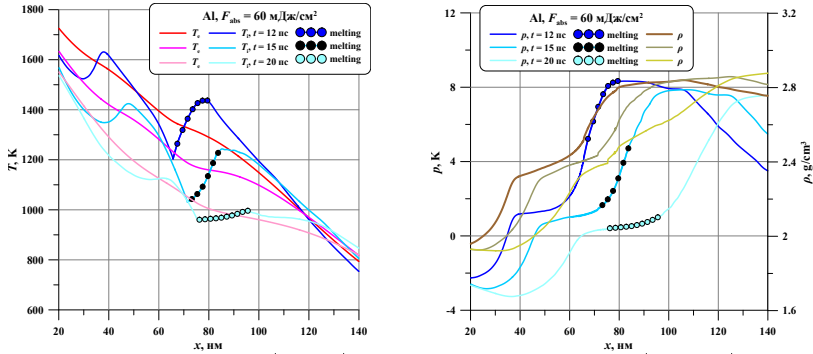


Рис. 1.4 — Температуры (слева), давление и плотность (справа) в области плавления вещества на временах, когда волна сжатия обгоняет тепловую

от обычно используемой для описания плавления «задачи Стефана» (см, например, [71]), которая в $2T$ случае оказывается неприменимой.

По мере сближения электронной и ионной температур коэффициент электронной теплопроводности резко падает, и акустическая волна догоняет, а затем обгоняет тепловую 1.4. Это происходит уже на практически $1T$ стадии, однако при аккуратном рассмотрении ситуации вблизи области плавления в $1T$ и $2T$ подходе проявляются отличия.

В это время тепловой поток продолжает течь из прогретого приповерхностного слоя вглубь вещества. За областью максимального сжатия в уходящей вглубь акустической волне происходит расширение назад, в сторону свободной поверхности, давление падает, главным образом в результате падения плотности. Но в двухфазной области плавления теряется зависимость давления от плотности, оно становится монотонно растущей функцией только температуры. Возникает противоречивая ситуация. С одной стороны, температура должна уменьшаться вглубь вещества, с

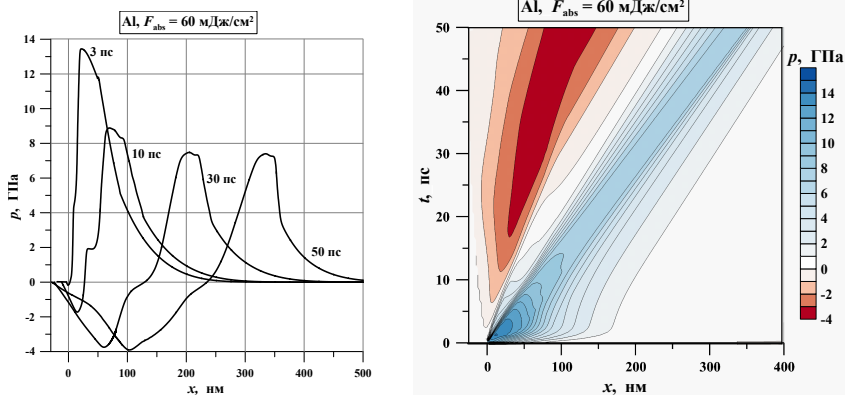


Рис. 1.5 — Давление p в волне сжатия—растяжения. Координата x отсчитывается от невозмущенной поверхности, время t от максимума импульса

другой — давление, монотонно растущее с температурой, должно увеличивается. При двухтемпературном рассмотрении такого противоречия не возникает (см. рис. 1.4). Тепловой поток идет вглубь вещества по электронной подсистеме в соответствии с убыванием электронной температуры вглубь. Внутренняя энергия в ионной подсистеме также убывает вглубь, но в двухфазной области появляется сильная зависимость внутренней энергии от фазового состава, связанная с затратой энергии на плавление. Даже при увеличении внутренней энергии температура может понижаться при увеличении доли расплава, что и происходит в этой области, (см. рис. 1.4 слева). Соответственно давление уменьшается в сторону увеличения доли жидкой фазы, в направлении свободной поверхности (1.4 справа). С течением времени двухфазная область плавления сужается, и картина приближается к однотемпературной.

Быстрый нагрев вещества при практически постоянной плотности приводит к возникновению большого давления в нагретом приповерхностном слое (см. рисунки 1.2 — малые времена и 1.5 — большие). Разгрузка этого слоя приводит к возникновению волны сжатия, идущей в глубь вещества. От свободной поверхности вслед за волной сжатия вглубь вещества идет волна растяжения. Можно отметить три особенности **волны сжатия—растяжения** (1.3:3), существенные для дальнейшего:

- Волна является короткой — происходит быстрое нарастание давления, которое сменяется спадом до отрицательных давлений и затем релаксацией к 0. Характерный масштаб по времени при этом порядка времени электрон—ионной релаксации $\tau_{e-i} \sim c_e/\alpha \leq 3$ пс у алюминия и до ~ 10 пс у золота, по длине порядка толщины слоя, прогретого за время двухтемпературной стадии $d_T \sim \sqrt{\chi_e \tau_{e-i}} = \sqrt{\kappa_e/\alpha} \leq 100$ нм в алюминии и до ≤ 200 нм в золоте.

- Заметное натяжение (отрицательное давление) возникает на глубине порядка толщины прогретого слоя d_T на временах порядка звукового времени $\tau_S \sim d_T/c_S$, за которое звук со скоростью c_S проходит через прогретый слой, и затем движется вглубь, постепенно ослабевая, см. рисунок 1.5. Благодаря сверхзвуковому увеличению толщины прогретого слоя на $2T$ стадии вследствие большой теплопроводности в горячей электронной подсистеме $\tau_S \gg \tau_{e-i}$.
- Отрицательное давление возникает уже в практически однотемпературном веществе (см. рис. 1.5), даже в золоте, в котором имеется относительно большое перекрытие двухтемпературной и гидродинамической стадий. Здесь надо отметить, что для применимости однотемпературного рассмотрения нет необходимости малого различия электронной и ионной температур $|T_e - T_i| \ll T_i$, достаточно относительной малости разности электронного вклада при электронной и ионной температурах $|P_e(T_e) - P_e(T_i)| \ll \max(|P_i|, |P_e|)$, что наступает значительно раньше, в связи с быстрым уменьшением электронного вклада при уменьшении температуры.

Последнее позволяет рассматривать начальную $2T$ стадию воздействия УКЛИ на металлическую мишень с помощью двухтемпературной гидродинамики, одномерной, поскольку глубина проникновения возмущений за время $2T$ стадии d_T мала по сравнению с поперечными размерами, даже при острой фокусировке. В дальнейшем вещество можно рассматривать как однотемпературное. Поскольку со временем проявляются эффекты, связанные с неоднородностью, имеет смысл на этой стадии использовать молекулярную динамику (МД), позволяющую такие эффекты рассмотреть аккуратно, 3D, но 1T, что существенно упрощает моделирование.

Такая комбинированная схема — сначала 2ТГД расчет начальной стадии и затем МД, использующее результаты 2ТГД как начальное (или граничное) условие — была использована впервые в наших работах по лазерной абляции [O1, O2] и успешно используется до сих пор.

При увеличении энергии падающего излучения натяжение (отрицательное давление) в волне растяжения растет и при превышении определенного порога $F_{\text{abs}} > F_{\text{abl}}$ превышает предел прочности вещества мишени, что приводит к его разрыву — **лазерной абляции**. Поскольку, как отмечалось выше, наибольшее натяжение возникает на некотором расстоянии от поверхности, происходит отрыв приповерхностного слоя вещества конечной толщины.

Образование и рост зародышей пустот (разрывов) в растянутом веществе является существенно неравновесным флуктуационным процессом, адекватно описываемым молекулярной динамикой. Обобщающие характеристики, такие как порог абляции и глубина образующегося кратера, момент разрыва, можно получить с помощью гидродинамики, добавив

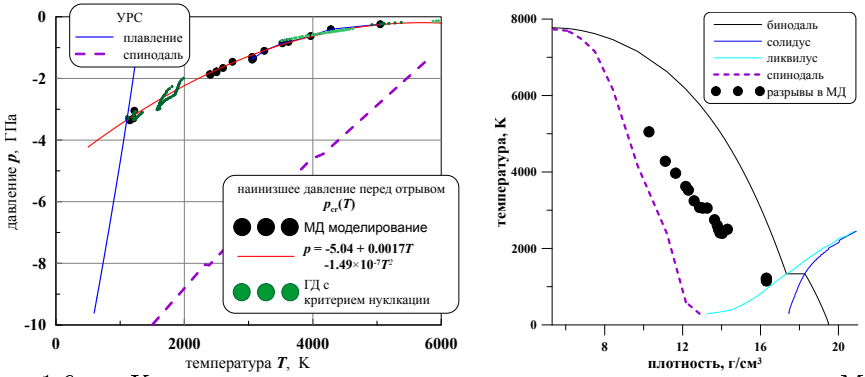


Рис. 1.6 — Критическое давление разрыва в золоте по результатам МД моделирования (черные круги), аппроксимации (1.12) и ГД расчетам с использованием критерия (1.15) (зеленые кружки)

дополнительные соображения, выходящие за рамки равновесной гидродинамики — **критерий разрыва**, при выполнении которого давление сбрасывается до нуля. В качестве простейшего критерия разрыва можно из МД моделирования получить зависимость натяжения, при котором происходит разрыв, от плотности $p_{cr}(\rho)$ или температуры вещества $p_{cr}(T)$, и считать, что, когда давление падает до $p \leq p_{cr}$, происходит разрыв. Для золота получается (1.12), см. рис. 1.6.

$$p_{cr} = -5.04 + 0.0017T - 1.49 \times 10^{-7}T^2 \quad (1.12)$$

Возникновение кавитационного пузырька в растянутой жидкости в результате тепловой флуктуации рассмотрено в классической работе Б. В. Дерягина [37]. С точностью до главных членов вероятность возникновения критического зародыша в единицу времени [37, ур. (41)]

$$\nu_{nucl} = \frac{Vc^2\sigma}{\eta(-P)} \sqrt{\Theta\sigma} \exp \left[-\frac{16\pi\sigma^3}{3\Theta P^2} \right], \quad (1.13)$$

где V — рассматриваемый объем, плотность числа частиц $c = \rho/m_{at}$ (ρ — плотность, m_{at} — масса атома), $\Theta = k_B T$ — температура в энергетических единицах (k_B — постоянная Больцмана), σ — коэффициент поверхностного натяжения, η — динамическая вязкость. Если $t_{ext}\nu_{nucl} \geq 1$, где t_{ext} — характерное время растяжения, то вещество считается разорвавшимся.

Совершенно другой подход к определению условий появления критического зародыша разрыва приведен в работе Д.Е. Грэди [38]. Рассматривается вещество, однородно растягивающееся с постоянным темпом $\dot{\epsilon} = -\dot{\rho}/\rho$, соответственно напряжение растет как $-P = B_0\dot{\epsilon}t = \rho c_0^2\dot{\epsilon}t$ [38, ур. (6)], где модуль упругости вещества $B_0 = \rho c_0^2$, c_0 — скорость звука. Одновременно растет «горизонт событий» $s = 2c_0t$, в пределах которого растет зародыш

разрыва. Для разрыва в жидкости растягивающее напряжение $-P$ должно быть больше $-P_s$, а время растяжения больше t_s [38, ур. (34), (35)],

$$-P_s = (6\rho^2 c_0^3 \sigma \dot{\varepsilon})^{1/3} \quad t_s = \frac{1}{c_0} \left(\frac{6\sigma}{\rho \dot{\varepsilon}} \right)^{1/3} \quad (1.14)$$

Термоактивационная экспонента в критерии (1.14) отсутствует. Фактически в работе [38] предполагается, что разрыв происходит сразу, как только создаются условия для возникновения зародыша. Для не слишком коротких импульсов — микро–наносекундного диапазона — вследствие резкого экспоненциального роста вероятности термонуклеационного рождения зародыша (1.13) за пренебрежимо малое время (порядка пикосекунд) после выполнения условий (1.14) натяжение становится таким, что зародыш возникает за пренебрежимо малое время порядка пикосекунд и меньше. Это оправдывает применение критерия (1.14) при воздействии таких импульсов. Ситуация кардинально меняется в случае ультракоротких — пикосекундных и короче — импульсов. При этом характерное время растяжения само оказывается в пикосекундном диапазоне (если длительность импульса меньше времени электрон–ионной релаксации, определяющей длительность $2T$ стадии, характерные времена определяются последним и оказывается в пикосекундном диапазоне), пренебрегать термофлуктуационной стадией становится невозможным. В результате при воздействии таких импульсов отсутствие в критерии (1.14) термофлуктуационной экспоненты не только не позволяет получить правильные хотя–бы по порядку величины результаты, но и правильные качественные зависимости.

В рассмотрении [38] есть рациональное соображение, что необходимо рассматривать «причинно–связанную» область — шар, заметаемый звуком за время t_s . Ее объем (в обозначениях [38]) $V_s = (4\pi/3)(c_0 t_s)^3$. Если использовать этот объем как рассматриваемый объем V в (1.13), то, можно критерий разрыва записать в виде (см. [66, (O1:4:21), ур. (12)])

$$\frac{(\frac{4}{3}\pi)c_s^3 t_{\text{ext}}^4}{\eta(-p)} \left(\frac{\rho}{m_{\text{at}}} \right)^2 \sigma \sqrt{\sigma k_B T} \exp \left(-\frac{16\pi\sigma^3}{3k_B T p^2} \right) \geq 1, \quad (1.15)$$

где время $t_{\text{ext}} = \min(t_{\text{neg}}, \tau_{\text{ext}})$, t_{neg} — время, в течение которого имеется натяжение (отрицательное давление), а τ_{ext} вычисляется по темпу растяжения $\tau_{\text{ext}} = V/V = |\rho/\dot{\rho}| = 1/(dv/dx^0)$, c_s — скорость звука. Поверхностное натяжение σ при высоких температурах известно плохо, ясно, что при стремлении температуры к критической оно должно исчезать. В расчетах использована аппроксимация $\sigma(T) = \sigma(T_m) \left(\frac{T_c - T}{T_c - T_m} \right)^{1.25}$, где T_m и T_c это температуры плавления и критическая (см. [66, (O1:4:21), ур. (13)]).

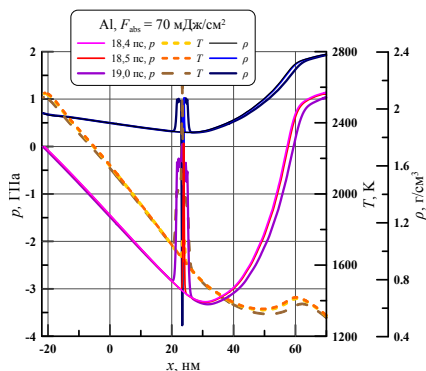


Рис. 1.7 — Профили давления p , температуры T и плотности ρ перед ($t = 18.4$ пс) и после разрыва ($t = 18.5$ и 19 пс) при воздействии излучения с надкритической энергией $F_{\text{abs}} = 70$ мДж/см² $> F_{\text{abl}}$ на алюминий

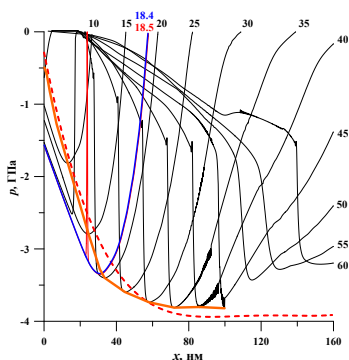


Рис. 1.8 — Формирование волны растяжения и разрыв при воздействии излучения $F_{\text{abs}} = 70$ мДж/см² $> F_{\text{abl}}$ на алюминий. Профили давления на временах 10–60 пс (цифры на концах линий, пс) и профиль натяжения — максимального отрицательного давления (толстая красная линия)

На рисунках 1.7 и 1.8 показан отрыв горячего приповерхностного слоя при небольшом превышении энергии лазерного излучения над критическим $F_{\text{abs}} \geq F_{\text{abl}}$ в гидродинамическом расчете с использованием критерия разрыва (1.15).

Вероятность разрыва растет с температурой, поэтому, как видно на рис. 1.7, отрыв происходит не при наибольшем напряжении, а несколько ближе к поверхности, где температура выше. Как видно из рисунка 1.8, после разрыва некоторое время продолжается рост максимального натяжения, но, поскольку температура в этой области уменьшается, повторных разрывов при малом превышении энергии над критической не происходит.

При большей интенсивности излучения становится заметным начальное испарение, создающее пар перед отлетающим слоем, толщина отлетающего слоя уменьшается, между ним и поверхностью остающегося вещества (дном кратера) возникает область, заполненная смесью расплава и пара, в гидродинамическом расчете это слои разной плотности и фазового состояния, разделенные разрывами, возникающими при некотором продолжении роста максимального натяжения после первого разрыва до прихода откольного импульса (см. рис. 1.11). Глубина кратера при этом остается практически постоянной, порядка толщины слоя, прогретого за время двухтемпературной стадии $d_T \sim \sqrt{\kappa_e/\alpha}$, где κ_e это коэффициент теплопроводности, большой на $2T$ стадии, α — коэффициент электрон—ионного теплообмена. Количество оторвавшегося вещества остается почти постоянным, с увеличением поглощенной энергии уменьшается доля

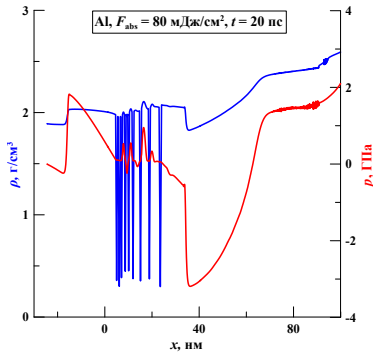


Рис. 1.9 — Профили плотности ρ (синяя линия) и давления p (красная линия) после формирования оторвавшегося слоя ($t = 20$ пс) при поглощенной энергии $F_{\text{abs}} = 80$ мДж/см²

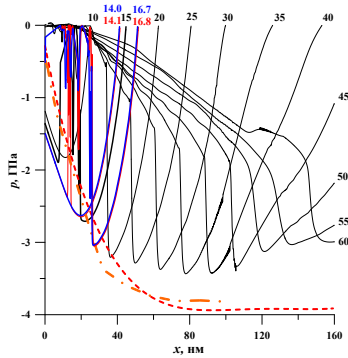


Рис. 1.10 — Формирование волны растяжения и разрывы при воздействии излучения $F_{\text{abs}} = 80$ мДж/см² на алюминий. Обозначения, как на рис. 1.8, штрихпунктирная оранжевая линия — профиль натяжения при $F_{\text{abs}} = 70$ мДж/см² — толстая оранжевая линия на рис. 1.8

сплошного конденсированного (жидкого) вещества. При переходе к режиму абляции без откольной пластины глубина кратера растет с ростом поглощенной энергии.

Обычно, если не применяется специальных мер, облучаемое пятно имеет форму круга (при наклонном падении эллипса) с интенсивностью излучения в нем, падающей от центра к периферии по Гауссу. Если перерисовать графики рисунка 1.12 с учетом такой зависимости интенсивности, то получится картина, изображенная на рисунке 1.13 — **расширяющийся со временем купол** (1:4:4), утончающийся к вершине, лежащий на практически плоском основании. Эта картина соответствует схеме опытов Ньютона (с перевернутой линзлй), что объясняет появление на микрофотографиях рис. 0.2. Со временем оторвавшийся слой отлетает, высота купола растет и число «колец Ньютона» увеличивается, что соответствует экспериментам.

Такая же форма откольного купола была получена в наших работах [36; 40; 64, (O1:1:1–2)] на основе МД—моделирования (В.В. Жаховским). Как показано на рис. 1.14, расчет интерференции луча, отраженного от такого купола при наклонном падении зондирующего импульса, и опорного луча, что соответствует эксперименту [27], дает интерферограмму, хорошо соответствующую экспериментальной.

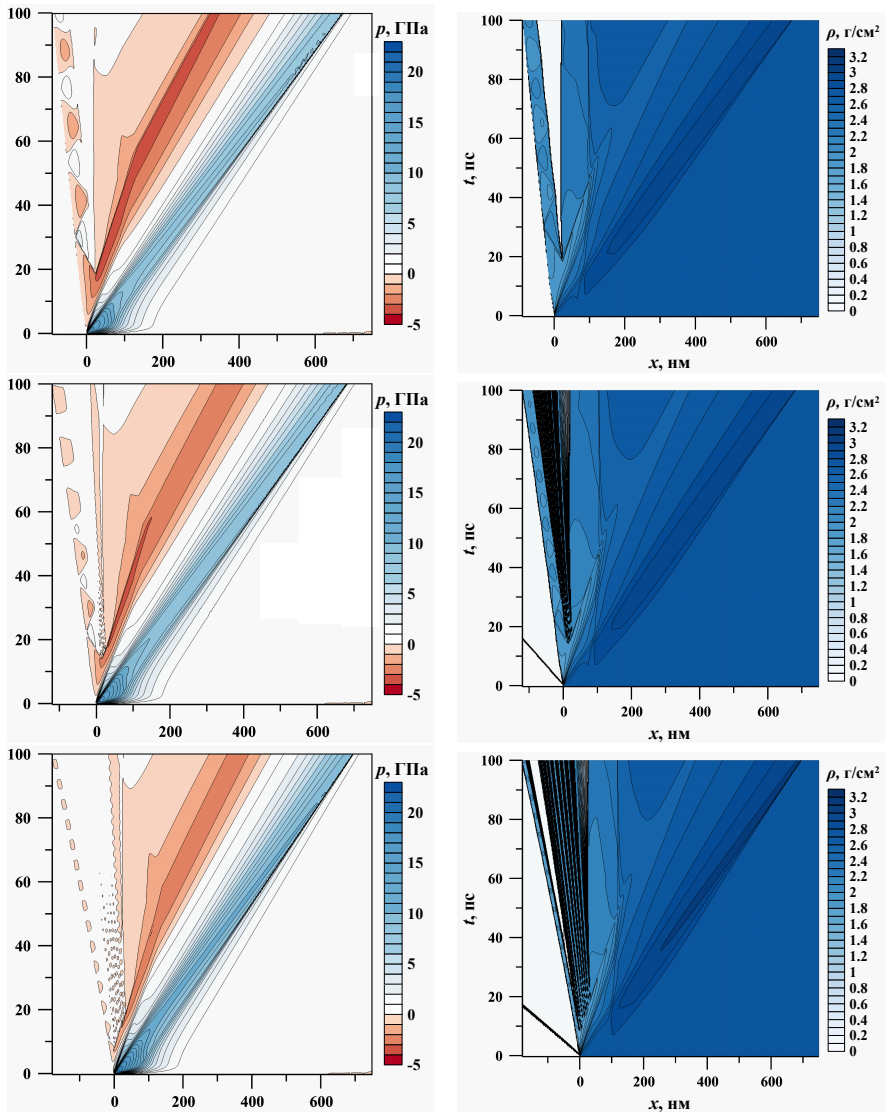


Рис. 1.11 — Динамика давления p (слева) и плотности ρ (справа) при воздействии на алюминий надкритического излучения $F_{\text{abs}} = 70 \text{ мДж/см}^2 > F_{\text{abl}}$ (сверху), с энергией, превышающей критическую ($F_{\text{abs}} = 80 \text{ мДж/см}^2$ (посередине) и заметно превышающей критическую ($F_{\text{abs}} = 100 \text{ мДж/см}^2$ (снизу))

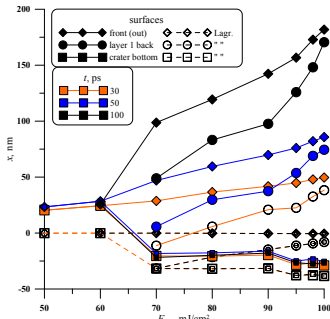


Рис. 1.12 — Зависимость положения передней (front) и задней (layer 1 back) поверхностей внешнего отлетающего слоя (откольной пластины) и оставшегося вещества (crater bottom) в декартовых (сплошные линии) и лагранжевых (штриховые) переменных от поглощенной энергии

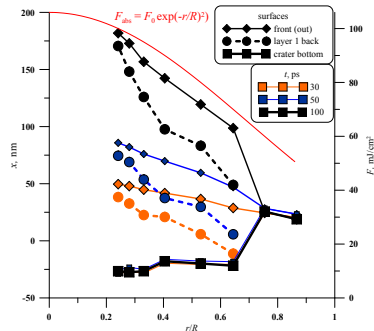


Рис. 1.13 — Откольный купол при $t = 30, 50$ и 100 пс в предположении гауссовой зависимости интенсивности излучения от радиуса

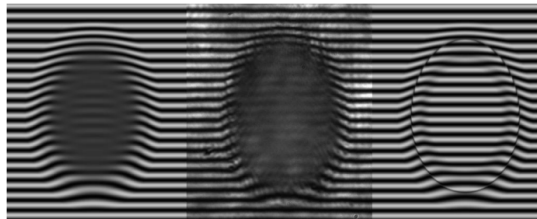


Рис. 1.14 — ([64, (O1:1:3), рис. 7]) Сравнение экспериментальной и расчетных интерферограмм. Левый и правый снимки показывают теоретически рассчитанную интенсивность света, полученную в результате интерференции отраженного от поверхности мишени зондирующего луча и опорного луча. Контрольный луч распространяется под небольшим углом к отраженному. Геометрия купола взята из рис. 1.13. На правом снимке комплексный показатель преломления в двухфазной смеси между куполом и кратером был выбран просто как $n_{\text{mix}} = 1$, тогда как на левом снимке было учтено небольшое поглощение света в этой области ($n_{\text{mix}} = 1 + 0.2i$), что делает картину более похожей на эксперимент.

Вторая глава посвящена изучению **откольной абляции диэлектриков** при воздействии ультракоротких (пикосекундных) импульсов рентгеновского—жесткого ультрафиолетового диапазона. Эксперименты (см., например, [72, (O1:2::9)] показывают, что при воздействии таких импульсов порог абляции оказывается значительно меньше, чем при воздействии более длинных импульсов, меньше, чем необходимо для испарения или разложения удаляемого вещества. При этом зависимости оказываются аналогичными рассмотренным выше в главе 1 при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на металлы.

Существенно, что акустическое время $\tau_s \approx d_T/c_s \gg \tau$, где d_T — толщина прогретого слоя, c_s — скорость звука, τ — длительность импульса. В металлах $d_T \sim \sqrt{\chi_e \tau_{e-i}} = \sqrt{\kappa_e/\alpha}$ — толщина слоя, прогретого на $2T$ —статии, (см. 1:2:2, 1:3:3) $d_T \gg d_{\text{skin}}$, τ — время электрон—ионной релаксации. При воздействии рентгеновского излучения d_T определяется глубиной его проникновения D_{att} , которая сразу большая, $D_{\text{att}} \gg d_{\text{skin}}$ при воздействии оптических лазеров на металлы.

В отличие от металлов, рассмотренных в главе 1, в диэлектриках зона проводимости в невозбужденном состоянии при комнатной температуре практически пуста. При воздействии оптического лазерного излучения достаточно эффективное поглощение возможно только при большой интенсивности излучения, когда начальное возбуждение электронов в зону проводимости переходит в лавинообразное нарастание их числа. При жестком излучении — жесткий ультрафиолет, рентгеновские лазеры на свободных электронах — поглощение излучения с возбуждением электронов в зону проводимости становится эффективным.

Плотность числа электронов в зоне проводимости n_e возрастает в результате ионизации и затем медленно релаксирует к величине, соответствующей электронной температуре T_e и уменьшается вместе с ней см. [73; 74, (O1:2:12,13)], и, таким образом, становится новой динамической переменной, для которой надо писать свое уравнение

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{Q}{\varepsilon_\gamma} + \nu_{\text{imp}} n_e - \kappa_{\text{ree}} n_e^3, \quad (2.1)$$

где $\varepsilon_\gamma = \hbar\omega_L$ — энергия фотона. В (2.1) учтено что первичные электроны образуются при фотоионизации, затем следуют ударная ионизация и трехчастичная рекомбинация с участием двух свободных электронов и одного иона. В рассматриваемом ниже LiF Оже—рекомбинация с двумя внутренними электронами невозможна.

Уравнение (2.1) дополняет при рассмотрении диэлектриков **систему уравнений двухтемпературной гидродинамики** (1.1)–(1.5). При этом в уравнении для электронной подсистемы (1.4) появляется дополнительный член, учитывающий затрату энергии на ионизацию электронов в

зону проводимости $\Delta \frac{\partial n_e}{\partial t}$, где Δ — ширина запрещенной зоны:

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} = \frac{1}{\rho^0} \frac{\partial}{\partial x^0} \left(\frac{\kappa_e \rho}{\rho^0} \frac{\partial T_e}{\partial x^0} \right) - \alpha_\rho (T_e - T_i) + \frac{Q}{\rho} - \frac{P_e}{\rho_0} \frac{\partial v}{\partial x^0} - \Delta \frac{\partial n_e}{\partial t}. \quad (2.2)$$

Энергия электронов в зоне проводимости $E_e = \tilde{E}_e / \rho$ отсчитывается от дна зоны и включает как тепловой вклад, так и нулевую фермиевскую энергию электронов с концентрацией n_e . Ее интерполяционная аппроксимация может быть записана в виде

$$\tilde{E}(n_e, T_e) = \frac{1}{2} n_e \sqrt{\left(\frac{6}{5} \tilde{E}_F \right)^2 + (3k_B T_e)^2}, \quad \tilde{E}_F = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{2/3} / 2m_e. \quad (2.3)$$

Электронное давление $P_e = (2/3) \tilde{E}_e$. Уравнение теплового баланса ионной подсистемы (1.5) и уравнения гидродинамики (1.1)–(1.3) сохраняются.

Из сравнения **термодинамических свойств** однотемпературных ($T_e = T_i$) LiF и алюминия [53; 56; 58; 74, (O1:2:13), рис. 4], видно, что при умеренных температурах они практически совпадают. Это позволяет для ионного вклада $E_i(\rho, T_i)$, $p_i(\rho, T_i)$ использовать хорошо разработанное широкодиапазонное уравнение состояния алюминия [53; 56; 58].

В диэлектриках возникает существенная зависимость **коэффициента электрон—ионного теплообмена** от меняющейся в широких пределах степени ионизации. Широкодиапазонную аппроксимацию, использовавшуюся в расчетах, можно записать как

$$\alpha(T_e, Z) = \alpha_0 (17Z^{0.27} - 13.5Z + 1.98Z^2) \left(1 - (0.6 - 0.3Z + 0.1Z^{1.4})(10^{-5}T_e - 0.1) \right),$$

$$\alpha_0 = 10^{17} \text{ Вт/м/К}.$$

Толщина прогретого слоя в диэлектрике, определяемая глубиной проникновения излучения D_{att} , оказывается меньше, чем в случае металлов [63; 68], в которых толщина скин—слоя меньше D_{att} , но происходит быстрое сверхзвуковое распространение тепловой волны на $2T$ —стадии. Поэтому ударная волна в LiF возникает раньше, чем в металлах.

Полученная при моделировании зависимость $T_i(x)$ позволяет получить зависимость $p_{\text{lim}}(x^0) = p_{\text{lim}}(T_i(x^0))$. На рисунке 2.1 эта зависимость при нагреве импульсом ультрафиолетового лазера с $F = 10 \text{ мДж/см}^2$ в зависимости от лагранжевой координаты показана штриховой линией. Пересечение кривых $p_{\text{lim}}(x^0)$ и $|pneg|_{\text{max}}(x^0)$ дает значение лагранжевой координаты точки разрыва (см. рис. 2.1). Полученный результат соответствует экспериментальным данным, что свидетельствует о справедливости предложенного механизма абляции.

Ультракороткие ультрафиолетовые лазерные импульсы с низкими значениями флюенса $F \sim F_{\text{abl}}$, рассматривавшиеся в работе [72, (O1:2:9)],

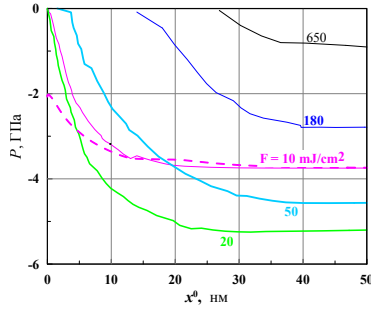


Рис. 2.1 — [74, (O1:2: 13), рис. 7] Зависимости максимального растягивающего напряжения $|p_{\text{neg}}|_{\text{max}}$ от лагранжевой координаты x^0 (сплошные линии). Цифрами у линий указан флюенс F , мДж/см². Штриховая линия — прочность материала p_{lim} для случая $F = 10$ мДж/см².

и с большими значениями $F \sim 200$ мДж/см², изученные в [74, (O1:2:13)], создают различные по величине отрицательные давления, вызывающие откольную абляцию. В околопороговом случае отрицательные давления достигаются на ранней стадии на небольшой глубине ≈ 10 нм, и их амплитуда $|p_{\text{neg}}| \approx 3.5$ ГПа составляет примерно половину амплитуды волны сжатия. При больших флюенсах отрицательные давления появляются позже, на значительной глубине, при этом их максимальная амплитуда $|p_{\text{neg}}|_{\text{max}}$ того же порядка, что и в околопороговом случае.

В третьей главе рассматривается **прохождение тепловых и акустических возмущений через мишень.**

В главе 1 рассматривались процессы вблизи нагреваемой лазером поверхности. Возможна другая постановка экспериментов, когда зондирующие импульсы посылаются на тыльную поверхность, и наблюдение ведется за волной, прошедшей через мишень. При этом проявляются процессы, происходящие в веществе мишени под действием распространяющейся тепловой и акустической (ударной) волны.

При исследовании выхода возмущения, вызванного УКЛИ, на тыльную поверхность в работе [75, (O1:3:14)] было показано, что, хотя гидродинамический расчет с использованием равновесного уравнения состояния (см. 1:1:1) дает качественно правильные результаты, время прихода возмущения оказывается больше, чем в эксперименте и МД—моделировании. Причиной этого является то, что в расчете не учитывалась сдвиговая упругость. [75; 76, (O1:3:14,O2:3:4)].

В линейном приближении для сплошной среды, исходно однородной и изотропной, при одноосном движении вдоль оси x **сдвиговое напряжение** пропорционально деформации

$$S_{xx} = \frac{4}{3}G \frac{\partial \xi}{\partial x^0}, \quad (3.1)$$

где $\xi = x - x^0$, G — модуль сдвига. С учетом уравнения непрерывности (1.2) $\partial x(x^0, t)/\partial x^0 = \rho^0/\rho$

$$S_{xx} = \frac{4}{3}G \left(\frac{\partial x}{\partial x^0} - 1 \right) = \frac{4}{3}G \left(\frac{\rho^0}{\rho} - 1 \right)$$

Это напряжение прибавляется к изотропному гидростатическому напряжению $-P_h$, определяемому равновесным УРС, и суммарное действующее напряжение становится анизотропным. В направлении движения x

$$P_{xx} \equiv -\sigma_{xx} = P_h - S_{xx}. \quad (3.2)$$

Уравнение движения вещества вдоль оси x (1.3) приобретает вид

$$\frac{\partial v(x^0, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho^0} \frac{\partial P_{xx}(x^0, t)}{\partial x^0}, \quad P_{xx} = P_h - S_{xx}, \quad P_h = P_e + P_i.$$

В связи с тем, что модуль сдвига G составляет значительную долю модуля объемного сжатия K , упругая скорость звука $c_{el} = \sqrt{(K + \frac{4}{3}G)/\rho}$ оказывается заметно больше, чем в пластичном веществе $c_{pl} = \sqrt{K/\rho}$.

Пока рассматривается только одноосное движение в веществе, которое остается упругим твердым, учет сдвигового напряжения можно рассматривать как модификацию уравнения состояния. Однако гидростатическое давление, задаваемое уравнением состояния, и сдвиговый вклад принципиально различны. Последний зависит не только от текущего состояния вещества, но и от предыстории. Так, если вещество было расплавлено а затем снова затвердело, деформацию ξ в (3.1) надо отсчитывать уже не от исходного состояния, а от того, в котором вещество затвердело. В результате при возвращении к нормальной плотности при комнатной температуре в веществе останутся сдвиговые напряжения.

В наших работах [77;78, (O2:3:5, O1:3:18)] расчеты, проведенные в [75, O1:3:14] с использованием $2T$ —гидродинамики без сдвиговой упругости, были повторены с включением в расчет **сдвиговой упругости**.

При малых временах учет упругого напряжения сдвига приводит в значительной степени к замене им ионного давления P_i , общее давление $P_{xx} = P_h - S_{xx}$ (изотропное $P = P_h$, если сдвиговое напряжение не учитывается) изменяется меньше (см. рис. 3.1). Видно увеличение скорости волны. Так, на рис. 3.1 слева профиль давления в расчете с учетом напряжения сдвига в момент времени $t = 10$ пс лучше соответствует времени $t = 11$ пс в расчете без напряжения сдвига, а справа $t = 20$ пс лучше соответствует $t = 22$ пс без учета сдвига. Со временем разница становится больше (рис. 3.1 справа — 20 пс).

Затем в области наибольшего напряжения происходит холодное плавление вещества, что приводит к его расширению и снятию напряжения

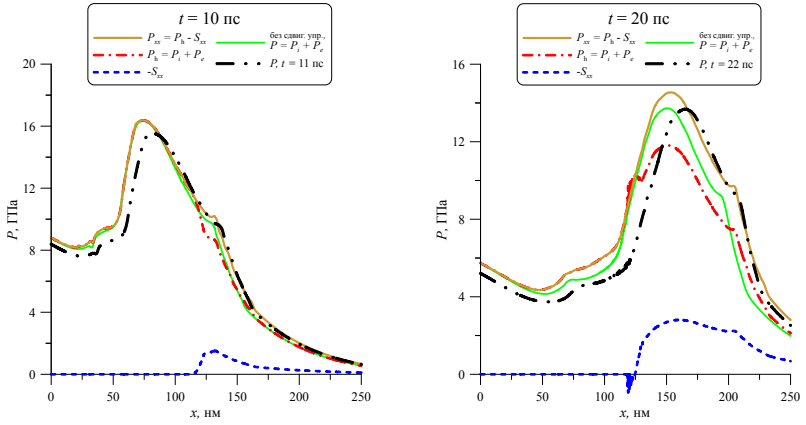


Рис. 3.1 — [77, (O2:3: 5), рис. 1,2] Профили давления в моменты времени $t = 10$ пс (слева) и 20 пс (справа). Здесь и далее жирная линия — полное давление с учетом напряжения сдвига $P_{xx} = P_h - S_{xx}$, пунктир — гидростатическое давление $P_h = P_i + P_e$, штрихи — сдвиговое напряжение $-S_{xx}$, тонкая линия — давление в расчете без сдвиговой упругости, и толстая линия точка—тире — давление в расчете без сдвиговой упругости в последующий момент времени

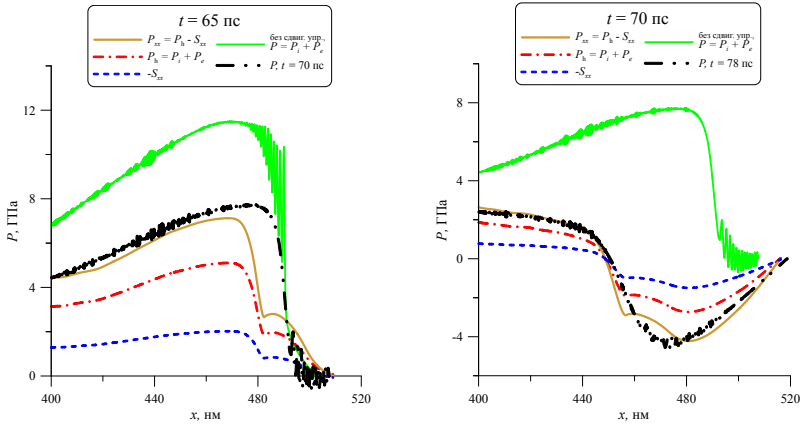


Рис. 3.2 — [77, (O2:3:5), рис. 3,4] Выход волны на поверхность 500 нм пленки ($t = 65$ пс) и волна после отражения от поверхности ($t = 70$ пс)

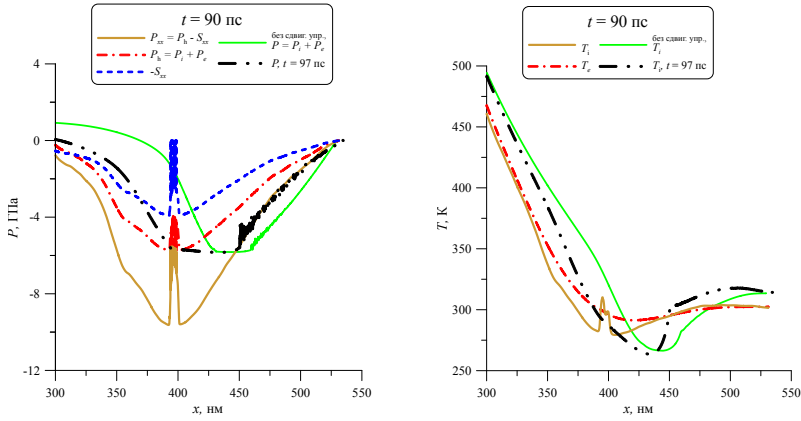


Рис. 3.3 — [77, (O2:3:5), рис. 5] Профили давления (слева) и температур (справа) в момент времени $t = 90$ пс (после разрыва)

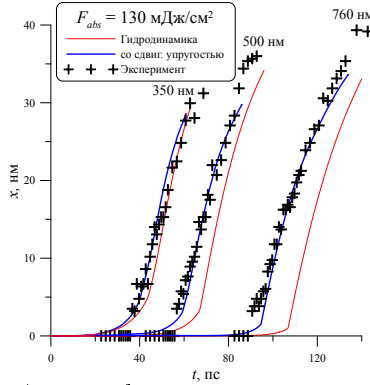


Рис. 3.4 — [77, (O2:3:5), рис. 6] Временные профили смещения тыльных поверхностей 350, 500 и 760 нм пленок в эксперименте [77, O2:3:5] и гидродинамическом расчете без сдвиговой упругости и с ее учетом

сдвига (рис. 3.3). Это приводит к уменьшению тормозящего напряжения и некоторому ускорению поверхности пленки, предшествующему ее отрыву. Возможно, с этим механизмом связано сложное немонотонное движение пленки, которое наблюдается экспериментально.

Сравнение временных зависимостей смещения тыльных поверхностей пленок в расчете с напряжением сдвига и без него показано на рис. 3.4. Видно, что учет напряжения сдвига приводит к гораздо лучшему согласию между расчетами и экспериментальными результатами [75, O1:3:14].

В **четвертой главе** рассматривается воздействие коротких лазерных импульсов на **тонкие пленки и многослойные мишени**.

Если нагрев и наблюдение осуществляются со стороны свободной поверхности, и толщина пленки достаточно большая, чтобы за интересующее время идущие в глубь пленки тепловые и акустические возмущения не успевали отразиться от границы пленки с подложкой, то наличием пленки можно пренебречь, и считать мишень сплошной бесконечно толстой, как это делалось в главе 1, §1:2–1:4. В остальных случаях наличие подложки необходимо учитывать.

Когда подложка прозрачная, нагрев возможен как со стороны свободной поверхности, так и через подложку. Если термодинамические свойства металла и вещества подложки близки, как это имеет место с алюминиевой пленкой на стеклянной подложке, можно пренебречь различием свойств пленки и подложки и использовать всюду единое уравнение состояния, учитывая только, что излучение начинает поглощаться от границы металла, а в стекле отсутствует электронная теплопроводность. Такой подход был использован в главе 3. Как правило, однако, свойства пленки и подложки различаются достаточно сильно.

Лагранжевы координаты привязаны к веществу. Целесообразно выбирать лагранжеву сетку так, чтобы все границы вещества и различных слоев лежали в узлах сетки. При этом каждая ячейка заполнена одним веществом, и это сохраняется при движении. Для описания каждого вещества (пленка, подложка), лежащего в определенном интервале x^0 (определенном интервале целых номеров ячеек) используется свое уравнение состояния (УРС), свои коэффициенты электрон—ионного теплообмена и теплопроводности. В частности, если металлическая пленка лежит при $x^0 > 0$, а подложка при $x^0 < 0$, то при $x^0 > 0$ используется полная система уравнений 2ТГД (1.1)–(1.5) с электронным и ионным УРС металла, его коэффициентами электрон—ионного теплообмена и теплопроводности, а при $x^0 < 0$ для стекла 1Т—гидродинамика без уравнения теплового баланса электронной подсистемы (1.4), отсутствующей в стекле, с УРС стекла.

Лагранжеая переменная — массовая. Если начальная плотность постоянна $\rho^0 = \text{const}$, можно, вводя $\zeta = \rho^0 x^0$ и вынося постоянное ρ^0 из под дифференциала $d\zeta = \rho^0 dx^0$, использовать вместо лагранжевой переменной начальную координату x^0 , как это сделано выше в уравнениях (1.1)–(1.5) главе 1 и дальше. При наличии слоев различных веществ (пленка на подложке), находящихся исходно в равновесном состоянии ($p = 0$, атмосферным давлением пренебрегаем) при комнатной температуре, их равновесная плотность будет различной. Можно по—прежнему использовать координату x^0 , понимая ее как $x^0 = \zeta/\rho^0$. Тогда в металлической пленке она является начальной координатой $x(x^0 > 0, t_{\text{init}}) = x^0$, но в стекле начальная координата будет отличаться: $x(x^0 < 0, t_{\text{init}}) = x^0 \rho^0 / \rho_{\text{glass}}^0$, где ρ_{glass}^0 — начальная равновесная плотность стекла. Если в численной схеме

взять сетку с постоянным шагом по ζ равным $\rho^0 \Delta x^0$, то длина ячейки в металле будет Δx^0 , а в подложке $\Delta x^0 \rho^0 / \rho_{\text{glass}}^0$, и при большом различии плотностей металла и вещества подложки может быть большой. При использовании обобщенной лагранжевой схемы, в которой масса в ячейке фиксируется в начальный момент и может быть различна в различных ячейках, можно сохранить разбиение по x^0 с постоянным шагом Δx^0 , при этом масса в каждой ячейке пропорциональна равновесной плотности вещества, находящейся в данной ячейке ($\rho^0 \Delta x^0$ в металлической пленке при $x^0 > 0$ и $\rho_{\text{glass}}^0 \Delta x^0$ в подложке при $x^0 < 0$).

Различные слои удерживаются вместе благодаря адгезии. Величина адгезии — предельное напряжение, при превышении которого происходит отрыв одного слоя от другого — может быть очень разной в зависимости от контактирующих веществ и их фазового состояния. При контакте жидких слоев (расплавов) величина адгезии может быть промежуточной между прочностями контактирующих слоев. При контакте твердых слоев (пленка на подложке) адгезия обычно меньше (может быть значительно меньше) прочности контактирующих слоев. При этом возникает возможность существования дополнительного порога, при превышении которого $F_{\text{abs}} > F_{\text{del}}$ напряжение на границе слоев достигает величины адгезии и слои разрываются. Порог F_{del} может быть не только меньше порога разрыва вещества пленки F_{abl} , который рассматривался выше в главе 1, §1.4, но и порога F_{melt} , при превышении которого начинается плавление пленки — пленка может оторваться от подложки не плавясь.

Колебательный режим движения пленки при $F_{\text{abs}} < F_{\text{del}}$ был прослежен в нашей работе [66, (O1:4:21)] на примере расчетов, проведенных для пленки серебра толщиной 60 нм на стекле Pyrex в качестве подложки. Пленка является тонкой в том смысле, что толщина $d_f < d_T$ толщины слоя, прогреваемого на $2T$ стадии в объемной мишени. При этом зависимость от того, с какой стороны падает лазерное излучение — со стороны свободной поверхности или через стеклянную подложку — почти исчезает.

Колебания определяются прохождением волн от одной поверхности пленки к другой с отражением от свободной поверхности и частичным отражением от границы с подложкой. Частичное проникновение волны в подложку приводит к затуханию колебаний. Период колебаний определяется прохождением звуковой волны через пленку. Форма колебаний не меняется при изменении поглощенной энергии, а их амплитуда практически пропорциональна поглощенной энергии, что показано на рис. 4.2, верхняя и средняя панель — поглощенная энергия отличается в 10 раз — 0.07 и 0.7 мДж/см² (как на рис. 4.1). В расчете без упругого напряжения сдвига (рис. 4.2 внизу) скорость звука оказывается ниже, а период колебаний длиннее. Рост и спад получаются более плавными. Временной профиль электронной температуры, показанный на рисунке 4.3, напоминает треугольную волну и хорошо коррелирует с экспериментальными

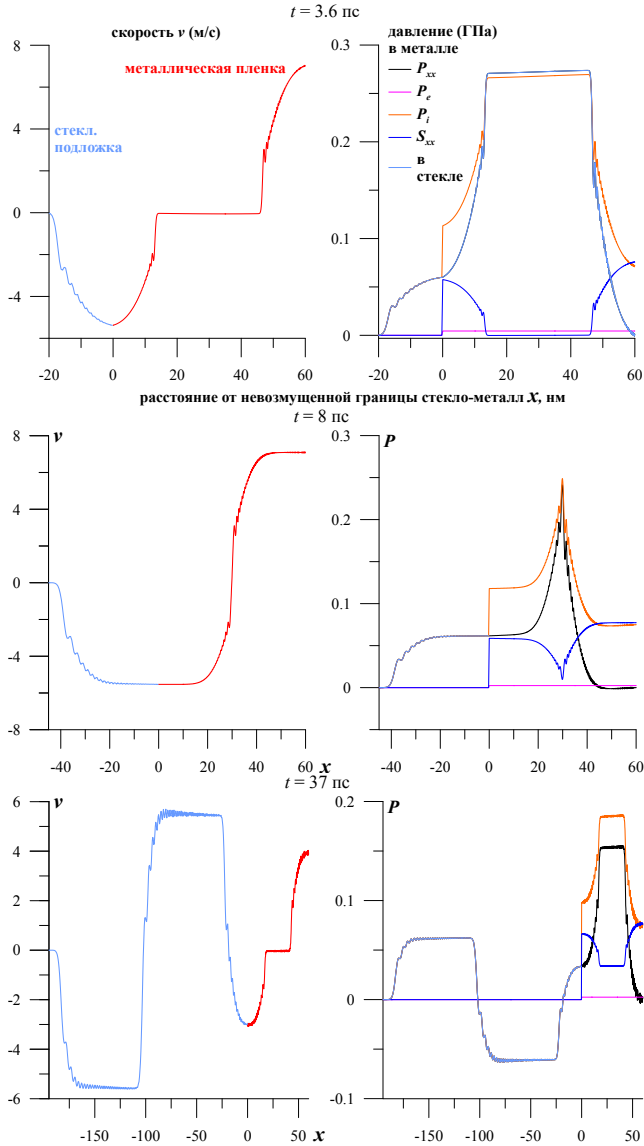


Рис. 4.1 — [66, (O1:4: 21), рис. 2] Колебательный режим в серебряной пленке толщиной 60 нм под действием лазерного импульса $F_{\text{abs}} = 0.7$ мДж/см² в различные моменты времени. Профили скорости (м/с, слева) и давления (ГПа, справа) в металлической пленке (расположена справа) и прилегающей стеклянной подложке (расположена слева). В металле показано давление: полное P_{xx} , ионное P_i , электронное P_e и напряжение сдвига S_{xx} ; в стекле — полное.

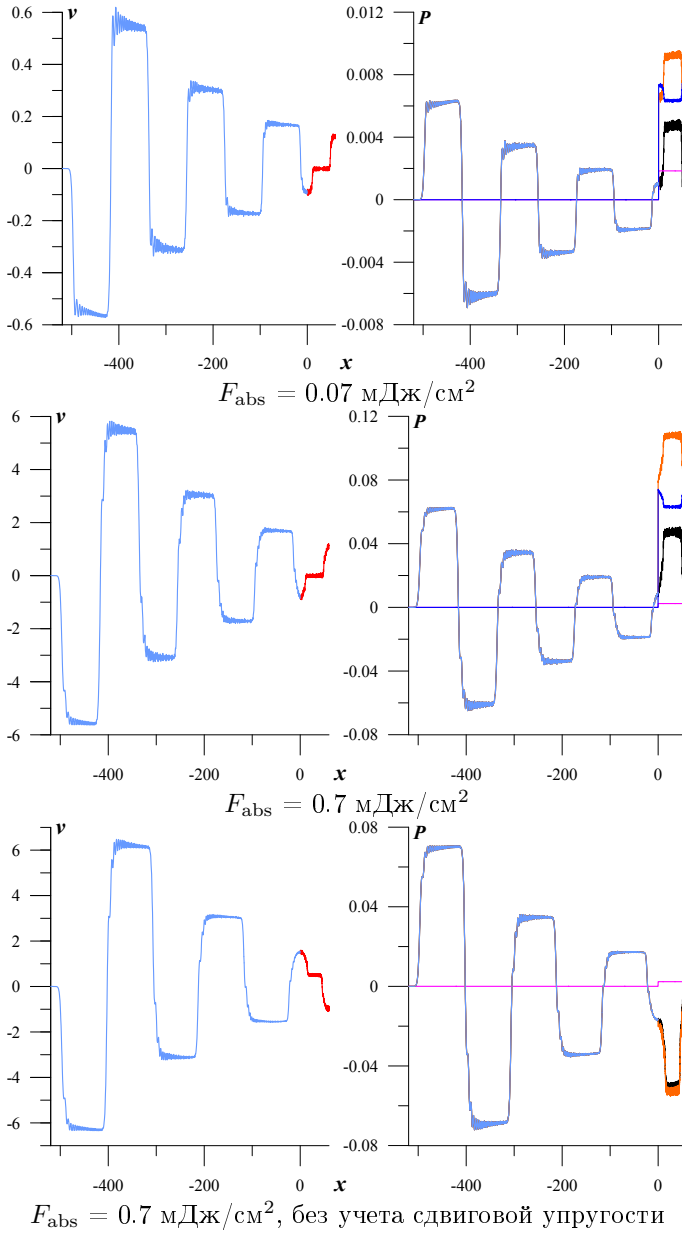


Рис. 4.2 — [66, (O1:4:: 21), рис. 3] Колебательный режим как на рис. 4.1, при $t = 100$ пс под действием $F_{\text{abs}} = 0.07 \text{ МДж/см}^2$ (сверху), 0.7 МДж/см^2 (посередине) и под действием 0.7 МДж/см^2 без сдвиговой упругости (снизу)

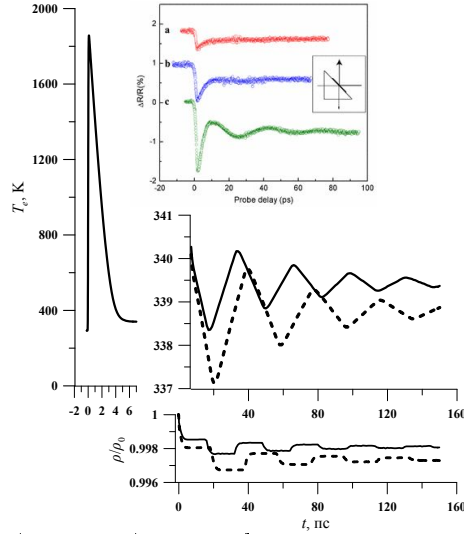


Рис. 4.3 — [66, (O1:4: 21), рис. 4] Колебательный режим в серебряной пленке толщиной 60 нм под действием лазерного импульса $F_{\text{abs}} = 0.7$ мДж/см². Электронная температура вблизи свободной поверхности в расчете с учетом упругого напряжения сдвига (сплошная линия) и без его учета (пунктирная). Вставка в верху рисунка показывает коэффициент отражения, полученный в эксперименте [79, Рис. 1]

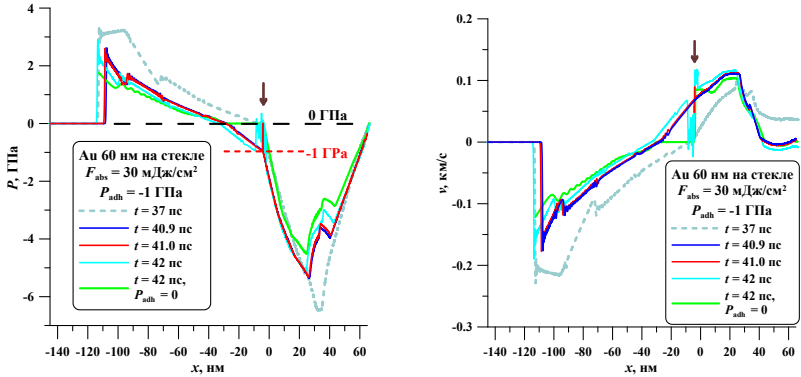


Рис. 4.4 — [80, (O1:4: 20), рис. 7] Эволюция профилей давления (слева) и скорости (справа) в окрестности момента отделения пленки от стекла. В момент отделения давление на контакте золото—стекло (здесь и далее указан жирной коричневой стрелкой) изменяется от $-p_{\text{adh}} = -1$ ГПа до 0.

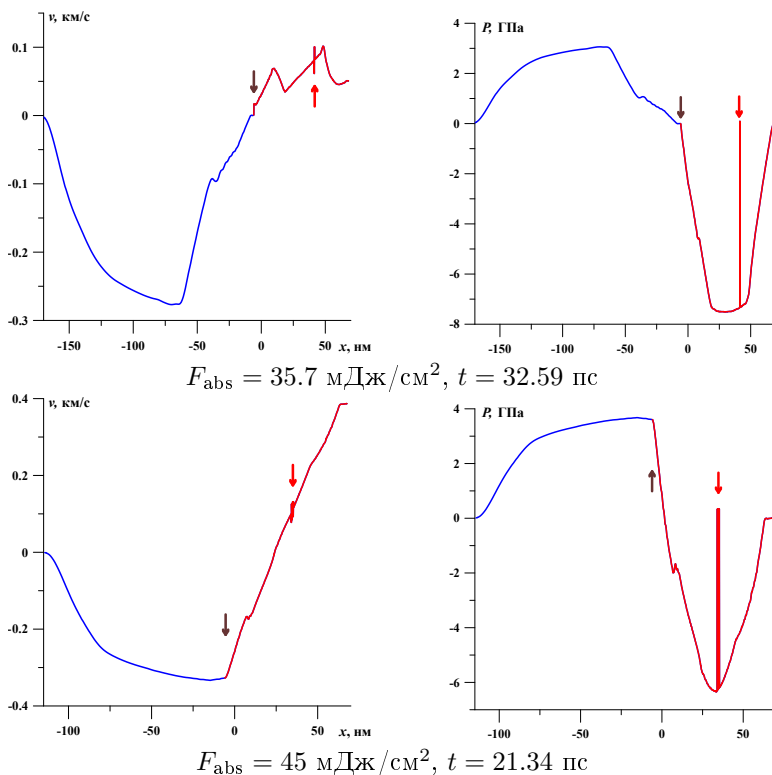


Рис. 4.5 — ([66, (O1:4: 21), рис. 5]), Отслоение и разрыв золотой пленки толщиной 60 нм. Профили скорости (км/с) и давления (ГПа). Верхняя панель — отслоение и разрыв пленки при $F_{\text{abs}} = 35,7 \text{ мДж/см}^2$. Нижняя панель — разрыв пленки без отслоения от подложки при $F_{\text{abs}} = 45 \text{ мДж/см}^2$.

данными [79]. Без упругого напряжения сдвига (пунктирная линия на рисунке 4.3) период колебаний, как обсуждалось выше в главе 3, 3:2, больше, чем экспериментально наблюдаемый. Таким образом, учет упругого напряжения сдвига имеет большое значение.

С ростом поглощенной энергии растет и максимальное натяжение (отрицательное давление), достигаемое на контакте пленки со стеклом, и при F_{del} оно достигает напряжения адгезии. В результате при $F_{\text{del}} < F_{\text{abs}}$ происходит **отслоение пленки от подложки**. На рис. 4.4 проиллюстрированы два момента времени — до и после достижения порогового значения контактного давления $-p_{\text{adh}}$. В момент, когда уменьшающееся давление на контакте достигает пороговой величины, давление на левой границе золота и на правой границе стекла резко исчезает. В это время контакт золото—стекло разрывается, между краями золота и стекла образуется зазор.

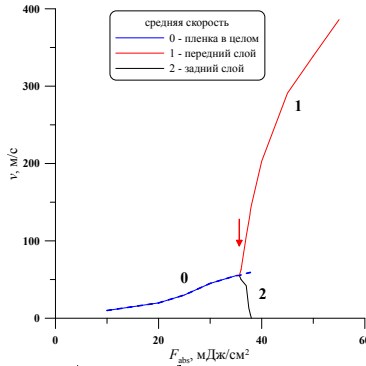


Рис. 4.6 — ([66, (O1:4: 21), рис. 6], Средняя скорость (скорость центра масс) пленки — 0, переднего отлетающего слоя — 1 и заднего слоя — 2.

При большей энергии лазерного импульса происходит разрыв в отслоившейся пленке (см. рис. 4.5 сверху), а при еще большей разрыв происходит до отслоения, (см. на рис. 4.5 снизу). При этом откольный импульс прижимает оставшуюся часть пленки к подложке и ее отрыва не происходит.

Воздействие коротких лазерных импульсов на многослойные мишени примере лазерной абляции слоистой мишени, состоящей из чередующихся слоев никеля и алюминия рассмотрена в [81, (O1:4: 24)]

Пятая глава посвящена особому случаю воздействия лазерных импульсов на мишень, состоящую из слоев существенно различных материалов — **лазерной абляции в жидкость**, которая рассматривается на примере испарения золота в воду в широком интервале длительностей действующего лазерного излучения.

При рассмотрении воздействия **ультракоротких лазерных импульсов** на сплошные мишени со стороны свободной границы с вакуумом в главе 1, §1:4:4 было показано, что при не слишком большом превышении порога абляции (до порога испарения) от поверхности мишени отлетает конечной толщины слой конденсированного (жидкого) вещества.

При разлете в вакуум отлетающий слой слегка тормозится упругостью пены между ним и сплошным веществом, но эта упругость мала. При испарении в прозрачное вещество — жидкость, в частности воду, через которое подводится лазерный импульс — торможение заметнее, определяется соотношением акустических импедансов этого вещества и металла. При этом порог $F_{\text{абс}}|_{\text{ев}}$ отсутствует. С ростом $F_{\text{абс}}$ откольная пластина не исчезает — торможение вещества, в которое происходит испарение, «сгребает» металл к контактной границе (КГ). При этом металл превращается в сплошную среду, пока давление на КГ $p_{\text{св}}$ больше давления паров $p_{\text{г-5}}$ на границе 5 на рис. 5.1.

В неинерциальной системе координат, связанной с КГ, торможение g КГ эквивалентно эффективному полю тяжести с ускорением свободного

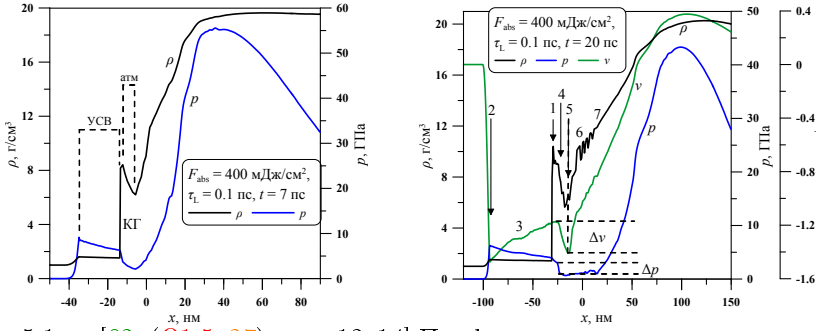


Рис. 5.1 — [82, (O1:5: 27), рис. 12–14] Профили плотности и полного давления в моменты $t = 7$ пс (слева) и 20 пс (справа). Цифрами обозначены: 1 — контактная граница (КГ), 2 — ударная волна в воде, 3 — ударно—сжатая вода (УСВ), 4 — слой сплошного металла («атмосфера» атм), 5 — граница между слоем 4 и пеной 6, 7 — волна расширения в сплошном золоте. Уменьшение плотности и давления между границами 1 и 5 атмосферы вызвано эффективной гравитацией g , возникающей в результате торможения КГ 1. Δv — резкое падение скорости на верхней (по отношению к ускорению g) границе 5 слоя 4. Торможение плотного слоя 1—4—5 из золота обеспечивает резкое падение давления Δp в этом слое. Осцилляции плотности внутри волны разрежения соответствуют начальной стадии нуклеации.

падения g . Откольный слой или «атмосфера» 4 вещества опирается своим весом на ударно—сжатое вещество (воду) 3 на рис. 5.1.

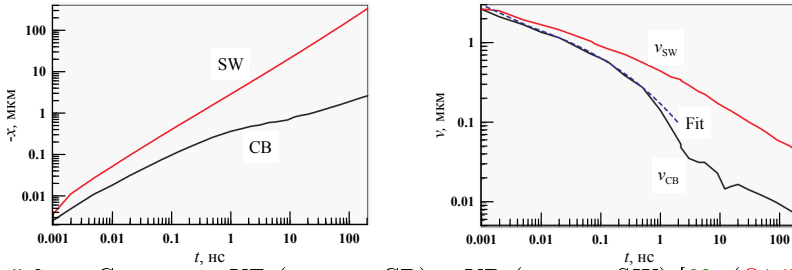


Рис. 5.2 — Смещение КГ (кривая СВ) и УВ (кривая SW) [82, (O1:5: 27), рис. 25] — слева и скорости воды v_{CB} около КГ и v_{SW} за фронтом УВ [82, (O1:5: 27), рис. 26] — справа в зависимости от времени. По мере ослабления УВ эта скорость уменьшается примерно пропорционально давлению на фронте УВ : $v_{sw} \approx p_{sw}/Z_{wt}$, Z_{wt} — акустический импеданс воды. Кривая Fit — аналитическая аппроксимация.

На рис. 5.2 приведены временные зависимости координат (слева) и скоростей (справа) за УВ и на КГ. Скорость УВ снижается до скорости

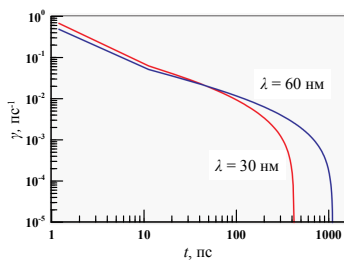


Рис. 5.3 — [82, (O1:5: 27), рис. 28] Инкремент НРТ $\gamma(t)$. Амплитуда растёт на интервале времен $0 < t < t_*$. При t_* мода стабилизируется поверхностным натяжением (см. текст). Параметры $\sigma = 100$ дин/см, $\nu = 0.002$ см²/с.

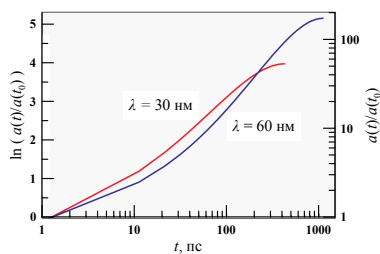


Рис. 5.4 — [82, (O1:5: 27), рис. 29–30] Рост числа $\int^t \gamma(t') dt'$ со временем — усиление амплитуды возмущения $a(t) = a(t_0) \exp\left(\int^t \gamma(t') dt'\right)$ в десятки и сотни раз при типичных параметрах задачи.

звука в воде 1.5 км/с при уменьшении давления УВ существенно ниже объёмного модуля воды 2.3 ГПа.

Молекулярно—динамическое моделирование (В. В. Жаховский, см. [82, (O1:5: 27), §6, рис. 31]) подтверждает образование наночастиц золота в воде в результате развития НРТ.

При воздействии лазерного импульса с большой энергией (и большой длительностью, чтобы не было пробоя в воде) температура на поверхности границы золотой пленки с водой достигнет величин, не только значительно превосходящих критическую температуру воды, но и превышающих критическую температуры золота. Таким образом на этой границе возникает контакт сверхкритических флюидов (или пара). При этом поверхностное натяжение исчезает, и возникают условия для свободной диффузии золота и воды друг в друга. При этом надо отметить, что при больших длительностях лазерного импульса принципиально меняется ход процесса. Не происходит двухтемпературного сверхзвукового заброса тепла из скин—слоя вглубь золота, не происходит отрыва приповерхностного слоя и образования наночастиц, как это было рассмотрено выше 5:1:1 (см. [82, (O1:5:27)]). Наоборот возникает широкая приконтактная область сверхкритического пара воды и пара золота, на границе которых поверхностное натяжение исчезает. Это создает условия для их свободной взаимной диффузии.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

Целью данной работы являлось изучить (на масштабах сплошной среды: термо— гидродинамики) процессы, происходящие в веществе твердых мишеней (металлических, диэлектрических) при воздействии ультракоротких (фемто- пикосекундного диапазона) лазерных импульсов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить **следующие задачи**:

1. Разработать физическую модель и соответствующую расчетную схему $2T$ —гидродинамики (2ТГД).
2. Разработать расширение 2ТГД с учетом возбуждения электронов в диэлектрике под действием импульсов рентгеновского диапазона.
3. Разработать расширение 2ТГД с учетом сдвиговой упругости твердых веществ.
4. Разработать расширение 2ТГД при наличии слоев веществ с существенно разными физическими свойствами.

Поставленные цели в работе выполнены:

1. На основе двухтемпературной модели, предложенной С.И. Анисимовым и др. [3] и лагранжевой гидродинамики разработана модель и расчетная схема $2T$ —гидродинамики [64; 65, (O1: 3, O1: 8)]. Разработанная физическая модель и на ее основе расчетная схема $2T$ —гидродинамики (2ТГД) позволила последовательно корректно описать $2T$ эффекты в конденсированном веществе мишеней. В частности проанализировано принципиальное отличие гомогенного плавления в широкой области по мере постепенного подтягивания ионной температуры к электронной от движения фронта плавления (задачи Стефана) в однотемпературном случае.
2. Молекулярно—динамическое (МД) моделирование, стартующее с состояния, полученного в 2ТГД расчете, или 2ТГД расчет с использованием впервые предложенного варианта критерия разрыва (1.15) дает правильное описание процесса откольной абляции. Получаемые порог абляции, момент отрыва, толщина отрывающегося слоя и его скорость точно соответствуют экспериментальным результатам.
3. При учете радиального распределения интенсивности лазерного излучения—падения интенсивности излучения от центра к периферии лазерного пятна—отлетающий слой имеет вид полупрозрачного купола, опирающегося на практически плоское основание, что соответствует схеме в опытах Ньютона (с перевернутой линзой). Это позволило последовательно корректно объяснить наблюдающиеся при лазерной абляции «кольца Ньютона» в микрфотографиях отраженного зондирующего импульса.
4. При воздействии на прозрачные диэлектрики ультракоротких (пико— фемтосекундного диапазона) рентгеновских (ультрафиолетовых) импульсов необходимо схему двухтемпературной гидродинамики, рассмотренную выше для металлов, дополнить уравнением для дополнительной термодинамической переменной — плотности числа электронов в зоне проводимости (степенью ионизации).

Использование такой дополненной схемы впервые позволило корректно описать происходящую при этом термомеханическую абляцию диэлектриков, в частности значительное снижение порога абляции по сравнению с наблюдаемым для более длительных импульсов (микросекундных и длиннее).

5. В динамике твердых тел существенную роль играет сдвиговая упругость. Без ее учета качественная картина движения сохраняется, но скорости получаются заниженными.

Разработанная модель с включением сдвиговой упругости позволяет (впервые) получить результаты, полностью соответствующие МД—моделированию и экспериментам.

В том числе показано, что вещество в короткой треугольной ударной волне (УВ) остается упругим (скорость УВ соответствует упругому веществу) несмотря на значительное превышение классического порога упругости.

6. Разработанное расширение модели и расчетной схемы позволило впервые описать воздействие ультракоротких лазерных импульсов на мишени, состоящие из двух (пленка на подложке) и более (наноламинаты) слоев веществ с существенно различными свойствами.

7. Прослежен переход от колебаний пленки на подложке (при $F_{\text{abs}} < F_{\text{del}}$) к отслоению пленки и к разрыву в пленке.

Полученные результаты хорошо соответствуют экспериментальным данным.

8. Впервые теоретически исследовано поведение наноламината из чередующихся тонких слоев никеля и алюминия.

Показано, что существует порог разрыва в первом слое никеля, а следующий порог соответствует разрыву в первом слое алюминия вблизи границы с первым слоем никеля. Полученные пороги соответствуют наблюдаемым в эксперименте порогам разрыва в слое никеля и вблизи границы первых слоев никеля и алюминия.

9. Проведено исследование лазерной абляции в жидкость (на примере абляции золота в воду) в широком диапазоне длительностей лазерных импульсов от фемто— до наносекундного диапазона.

Впервые корректно объяснено образование наночастиц золота в воде в результате развития неустойчивости Рэлея—Тейлора на границе воды и оторвавшегося слоя золота, возникающей вследствие торможения контакта водой (в случае коротких импульсов) и при конденсации золота, продиффундировавшего в воду при контакте сверхкритической воды и золота (при длинных импульсах)

Основные публикации автора по теме диссертации

Большинство публикаций написано с соавторами по схеме: эксперимент, как правило проведенный сотрудниками ОИВТ РАН (С. И. Ашитков и др., А. Я. Фаенов и др.) — теоретический анализ на основе 2ТГД расчетов, при необходимости дополненных МД—моделированием, выполненным, как правило, В. В. Жаховским и др. В.А. Хохлов выполнил 2ТГД расчеты и принимал активное участие в обсуждении постановки задач и теоретическом анализе полученных результатов. Публикации, в которых основные обсуждаемые результаты относятся к эксперименту и/или МД—моделированию, а 2ТГД расчет играет только вспомогательную роль для запуска МД в список основных не включены.

О1 Статьи в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science: Core Collection, и/или Scopus

Воздействие ультракоротких лазерных импульсов (УКЛИ) на объемные мишени и толстые пленки. Абляционный кратер. Кольца Ньютона

1. *Разлет вещества и образование кратера при абляции под действием ультракороткого лазерного импульса* / С. И. Анисимов, В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов, К. Нишихара, Ю. В. Петров, В. А. Хохлов // *ЖЭТФ*. — 2006. — Т. **130**(2). — С. 212–227. — [*Ablated matter expansion and crater formation under the action of ultrashort laser pulse* / S. I. Anisimov, V. V. Zhakhovskii, N. A. Inogamov, K. Nishihara, Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov // *JETP*. — 2006. — V. **103**(2). — P. 183–197.] — DOI: [10.1134/S1063776106080024](https://doi.org/10.1134/S1063776106080024). — WoS: 000240552200002
2. *Interaction of short laser pulses with metals at moderate intensities* / S. I. Anisimov, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, V. V. Zhakhovskii, K. Nishihara, M. B. Agranat, S. I. Ashitkov, P. S. Komarov // *Appl. Phys. A*. — 2008. — V. **92**(4). — P. 939–943. — DOI: [10.1007/s00339-008-4607-y](https://doi.org/10.1007/s00339-008-4607-y). — WoS: 000258451600035
3. *Theoretical and experimental study of hydrodynamics of metal target irradiated by ultrashort laser pulse* / N. A. Inogamov, S. I. Anisimov, Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, V. A. Zhakhovskii, K. Nishihara, M. B. Agranat, S. I. Ashitkov, P. S. Komarov // *Proc. SPIE*. — 2008. — V. **7005**. — P. 70052F. — DOI: [10.1117/12.782598](https://doi.org/10.1117/12.782598). — WoS: 000258905800051
4. *Two-temperature relaxation and melting after absorption of femtosecond laser pulse* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovskii, S. I. Ashitkov, V. A. Khokhlov, Yu. V. Petrov, P. S. Komarov, M. B. Agranat, S. I. Anisimov, K. Nishihara // *Appl. Surf. Sci.* —

2009. — V. **255**(24). — P. 9712–9716. — arXiv:[0812.2965](#). — DOI: [10.1016/j.apsusc.2009.04.139](#). — WoS: [000270420700037](#)
5. *Pump-probe method for measurement of thickness of molten layer produced by ultrashort laser pulse* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, P. S. Komarov, V. A. Khokhlov, V. V. Shepelev // *AIP Conf. Proc.* — 2010. — V. **1278**. — P. 590–599. — DOI: [10.1063/1.3507151](#). — WoS: [000287183900062](#)
 6. *Electron-Ion Relaxation, Phase Transitions, and Surface Nano-Structuring Produced by Ultrashort Laser Pulses in Metals* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, Y.V. Petrov, V. A. Khokhlov, S. I. Ashitkov, K. V. Khishchenko, K. P. Migdal, D. K. Ilnitsky, Y. N. Emirov, P. S. Komarov, C. W. Miller, I. I. Oleynik, M. B. Agranat, A. V. Andriyash, S. I. Anisimov, V. E. Fortov // *Contrib. Plasma Phys.* — 2013 — V. **53**(10). — P. 796–810. — DOI: [10.1002/ctpp.201310049](#). — WoS: [000328062200012](#)
 7. *Ultrafast lasers and solids in highly excited states: results of hydrodynamics and molecular dynamics simulations* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, V. A. Khokhlov, S. I. Ashitkov, Yu. N. Emirov, K. V. Khichshenko, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, M. Ishino, M. ando, N. Hasegawa, M. Nishikino, P. S. Komarov, B. J. Demaske, M. B. Agranat, S. I. Anisimov, T. Kawachi, I. I. Oleynik // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2014 . — V. **510**. — P. 012041. — DOI: [10.1088/1742-6596/510/1/012041](#). — WoS: [000350296800041](#)
 8. *Ablation of gold irradiated by femtosecond laser pulse: Experiment and modeling* / S. I. Ashitkov, P. S. Komarov, V. A. Zhakhovsky, Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, A. A. Yurkevich, D. K. Ilnitsky, N. A. Inogamov, M. B. Agranat // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2016. — V. **774**. — P. 012097. — DOI: [10.1088/1742-6596/774/1/012097](#). — WoS: [000403483200098](#)

Рентгеновские УКЛИ. Прозрачные диэлектрики

9. *Spallative Ablation of Metals and Dielectrics* / N. A. Inogamov, A. Ya. Faenov, V. A. Khokhlov, V. A. Zhakhovskii, Yu. V. Petrov, I. Yu. Skobelev, K. Nishihara, Y. Kato, M. Tanaka, T. A. Pikuz, M. Kishimoto, M. Ishino, M. Nishikino, Y. Fukuda, S. V. Bulanov, T. Kawachi, S. I. Anisimov, V. E. Fortov // *Contrib. Plasma Phys.* — 2009. — V. **49**. — No. 7–8. — P. 455–466. — DOI: [10.1002/ctpp.200910045](#) — WoS: [000271253900004](#)
10. *Spallative ablation of dielectrics by X-ray laser* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, A.Y. Faenov, V. A. Khokhlov, V. V. Shepelev, I. Yu. Skobelev, Y. Kato, M. Tanaka, T. A. Pikuz, M. Kishimoto, M. Ishino, M. Nishikino, Y. Fukuda, S. V. Bulanov, T. Kawachi,

- Yu. V. Petrov, S. I. Anisimov, V. E. Fortov // *Appl. Phys. A* — 2010 — V. **101**(1). — P. 87–96. — arXiv:0912.3184. — DOI: 10.1007/s00339-010-5764-3. — WoS: 000283097300016
11. *Ablation by soft optical and X-ray laser pulses* / N. A. Inogamov, S. I. Anisimov, V. A. Zhakhovsky, A. Ya. Faenov, Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, V. E. Fortov, M. B. Agranat, S. I. Ashitkov, P. S. Komarov, A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev, Y. Kato, T. A. Pikuz, V. V. Shepelev // *Proc. SPIE*. — 2010. — V. **7996**. — P. 79960T. — DOI: 10.1117/12.887429. — WoS: 000296336100029
 12. *Two-Temperature Warm Dense Matter Produced by Ultrashort Extreme Vacuum Ultraviolet-Free Electron Laser (EUV-FEL) Pulse* / N. A. Inogamov, A. Ya. Faenov, V. A. Zhakhovsky, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, V. V. Shepelev, S. I. Anisimov, V. E. Fortov, Y. Fukuda, M. Kando, T. Kawachi, M. Nagasono, H. Ohashi, M. Yabashi, K. Tono, Y. Senda, T. Togashi, T. Ishikawa // *Contrib. Plasma Phys.* — 2011. — V. **51**(5). — P. 419–426. — DOI: 10.1002/ctpp.201110013. — WoS: 000293627500003
 13. *Абляция диэлектриков под действием коротких импульсов рентгеновских плазменных лазеров и лазеров на свободных электронах* / Н. А. Иногамов, С. И. Анисимов, В. В. Жаховский, А. Ю. Фаенов, Ю. В. Петров, В. А. Хохлов, В. Е. Фортвов, И. Ю. Скобелев, Ю. Като, Т. А. Пикюз, В. В. Шепелев, Ю. Фукуда, М. Танака, М. Кишимото, М. Ишино, М. Нишикино, М. Кандо, Т. Кавачи, М. Нагасоно, Н. Охаши, М. Ябаша, К. Тано, Ю. Сенда, Т. Тогаша, Т. Ишикава // *Оптический журнал*. — 2011 — Т. **78**(8). — С. 5–15. — [*Ablation of insulators under the action of short pulses of X-ray plasma lasers and free-electron lasers* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovskii, A. Ya. Faenov, V. E. Fortov, Y. Kato, V. V. Shepelev, Y. Fukuda, M. Kishimoto, M. Nagasono, N. Ohashi, Y. Senda, M. Yabashi, K. Tano, M. Tanaka, I. Yu. Skobelev, T. A. Pikuz, S. I. Anisimov, Yu. V. Petrov, M. Ishino, T. Ishikawa, T. Togashi, M. Nishikino, V. A. Khokhlov, M. Kando, T. Kawachi // *J. Opt. Technol.* — 2011. — V. **78**(8). — P. 473–480.] — DOI: 10.1364/JOT.78.000473. — WoS: 000294662900002

Прохождение тепловых и акустических возмущений через мишень. Ударные волны

14. *Прочностные свойства расплава алюминия в условиях экстремально высоких темпов растяжения при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов* / М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков, В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов, П. С. Комаров,

- А.В. Овчинников, В. Е. Фортков, В. А. Хохлов, В. В. Шепелев // *Письма в ЖЭТФ*. — 2010. — Т. **91**(9). — С. 517–523. — [*Strength properties of an aluminum melt at extremely high tension rates under the action of femtosecond laser pulses* / M. B. Agranat, S. I. Anisimov, S. I. Ashitkov, V. A. Zhakhovskii, N. A. Inogamov, P. S. Komarov, A. V. Ovchinnikov, V. E. Fortov, V. A. Khokhlov, V. V. Shepelev // *JETP Lett.* — 2010. — V. **91**(9). — P. 471–477.] — DOI: 10.1134/S0021364010090080. — WoS: 000279691400008
15. *Сверхупругость и распространение ударных волн в кристаллах* / Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, В. А. Хохлов, В. В. Шепелев // *Письма в ЖЭТФ*. — 2011. — Т. **93**(4). — С. 245–251. — [*Superelasticity and the propagation of shock waves in crystals* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovskii, V. A. Khokhlov, V. V. Shepelev // *JETP Lett.* — 2011 — V. **93**(4). — P. 226–232.], — DOI: 10.1134/S0021364011040096. — WoS: 000290279500010
 16. *Ultrashort elastic and plastic shock waves in aluminum* / N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, Yu. V. Petrov, S. I. Anisimov, V. A. Zhakhovsky, B. J. Demaske, I. I. Oleynik, S. I. Ashitkov, K. V. Khishchenko, M. B. Agranat, V. E. Fortov, C. T. White // *AIP Conf. Proc.* — 2012. — V. **1426**. — P. 909–912. — DOI: 10.1063/1.3686425. — WoS: 000302774300213
 17. *Super-elastic response of metals to laser-induced shock waves* / V. A. Zhakhovsky, B. J. Demaske, N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, I. I. Oleynik // *AIP Conf. Proc.* — 2012. — V. **1464**. — P. 102–112. — DOI: 10.1063/1.4739864. — WoS: 000306992500008
 18. *Two-temperature hydrodynamics of laser-generated ultrashort shock waves in elasto-plastic solids* / D. K. Ilitsky, V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, Yu. V. Petrov, K. V. Khishchenko, K. P. Migdal, S. I. Anisimov // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2014. — V. **500**. — P. 032021. — DOI: 10.1088/1742-6596/500/3/032021. — WoS: 000337722900033
 19. *Two-temperature hydrodynamic expansion and coupling of strong elastic shock with supersonic melting front produced by ultrashort laser pulse* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, V. A. Khokhlov, B. J. Demaske, K. V. Khishchenko, I. I. Oleynik // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2014. — V. **500**. — P. 192023. — DOI: 10.1088/1742-6596/500/19/192023. — WoS: 000337722900314

Воздействие УКЛИ на тонкие металлические пленки и многослойные мишени

20. *Thin 10–100 nm film in contact with substrate: Dynamics after femtosecond laser irradiation* / V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, V. V. Shepelev, D. K. Il'itskiy // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2015. — V. **653**. — P. 012003. — DOI: 10.1088/1742-6596/653/1/012003. — WoS: 000368507600003
21. *Metal film on a substrate: Dynamics under the action of ultrashort laser pulse* / V. A. Khokhlov, V. A. Zhakhovsky, K. V. Khishchenko, N. A. Inogamov, S. I. Anisimov // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2016. — V. **774**. — P. 012100. — DOI: 10.1088/1742-6596/774/1/012100. — WoS: 000403483200101
22. *Film–substrate hydrodynamic interaction initiated by femtosecond laser irradiation* / V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, D. K. Il'itskiy, K. P. Migdal, V. V. Shepelev // *AIP Conf. Proc.* — 2017. — V. **1793**. — P. 100038. — DOI: 10.1063/1.4971663. — WoS: 000404282600207
23. *Energy redistribution between layers in multi-layered target heated by X-ray pulse* / N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, V. A. Zhakhovsky, Yu. V. Petrov // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2018. — V. **946**. — P. 012009. — DOI: 10.1088/1742-6596/946/1/012009. — WoS: 000446782200009.
24. *Laser ablation of a multilayer target with layers of nanometer thickness* / V. A. Khokhlov, S. I. Ashitkov, N. A. Inogamov, P. S. Komarov, A. N. Parshikov, Yu. V. Petrov, S. A. Romashevskii, E. V. Struleva, P. A. Tsygankov, V. A. Zhakhovsky // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2021. — V. **1787**. — P. 012022. — DOI: 10.1088/1742-6596/1787/1/012022. — Scopus: 2-s2.0-85102348939.
25. *Фемтосекундное лазерное воздействие на многослойную наноструктуру металл–металл* / С. А. Ромашевский, В. А. Хохлов, С. И. Ашитков, В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов, П. С. Комаров, А. Н. Паршиков, Ю. В. Петров, Е. В. Струлева, П. А. Цыганков // *Письма в ЖЭТФ*. — 2021. — Т. **113** (5). — С. 311–319. — DOI: 10.31857/S1234567821050049. — [*Femtosecond Laser Irradiation of a Multilayer Metal–Metal Nanostructure* / S. A. Romashevskii, V. A. Khokhlov, S. I. Ashitkov, V. A. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, P. S. Komarov, A. N. Parshikov, Yu. V. Petrov, E. V. Struleva, P. A. Tsygankov // *JETP Lett.* — 2021. — V. 113(5). P. 308–316. — DOI: 10.1134/S002136402105009X.] — WoS: 000650320200004.

26. *Laser ablation of metal into liquid: Near critical point phenomena and hydrodynamic instability* / N. Inogamov, V. Zhakhovsky, V. Khokhlov // *AIP Conf. Proc.* — 2018. — V. **1979**. — P. 190001. — arXiv: 1803.07343 [physics.comp-ph] — DOI: 10.1063/1.5045043. — WoS: 000440134300275.
27. *Динамика абляции золота в воду* / Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, В. А. Хохлов // *ЖЭТФ*. — 2018. — Т. **154**(1). — С. 92–123. — [*Dynamics of Gold Ablation into Water.* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovskii, V. A. Khokhlov. // *JETP*. — 2018. — V. **127**(1). P. 79–106] — DOI: 10.1134/S1063776118070075. — WoS: 000442614400009.
28. *Hydrodynamic phenomena induced by laser ablation of metal into liquid* / Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, V. A. Zhakhovsky, N. A. Inogamov // *Appl. Surf. Sci.* — 2019. — V. **492**. — P. 285–297. — arXiv:1812.09109 [physics.comp-ph] (2018). — DOI: 10.1016/j.apsusc.2019.05.325 — WoS: 000489699700034.
29. *Condensation of laser-produced gold plasma during expansion and cooling in a water environment* / Yu. V. Petrov, N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, V. A. Khokhlov // *Contrib. Plasma Phys.* — 2019. V. **59**(6). — P. e201800180. — arXiv:1812.09929 [physics.comp-ph] (2018). — DOI: 10.1002/ctpp.201800180. — WoS: 000475653900004.
30. *Laser ablation in liquid* / Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, V. A. Zhakhovsky, N. A. Inogamov // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2020. — V. **1556**. — P. 012002. — DOI: 10.1088/1742-6596/1556/1/012002. WoS: 000619216000003.
31. *Laser ablation in liquid: Heating, diffusion, and condensation* / V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2020. — V. **1556**. P. 012003. — DOI: 10.1088/1742-6596/1556/1/012003. — WoS: 000619216000004.
32. *Physical processes in laser ablation into liquid and laser shock wave pinning* / S. I. Anisimov, N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, Yu. V. Petrov, V. A. Zhakhovsky // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2020. — V. **1556**. — P. 012004. — DOI: 10.1088/1742-6596/1556/1/012004. — WoS: 000619216000005.
33. *Hydrodynamic and molecular-dynamics modeling of laser ablation in liquid: from surface melting till bubble formation* / N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, Yu. V. Petrov, V. A. Zhakhovsky // *Optical and Quantum Electronics*. — 2020. — V. **52**(2). — P. 63. — arXiv:1910.08924 [physics.comp-ph] (2019) — DOI: 10.1007/s11082-019-2168-2. — WoS: 000519120700009.

34. *Laser shock peening* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, D. K. Ilnitsky, V. A. Khokhlov // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2021. — V. **1787**. — P. 012024. — DOI: [10.1088/1742-6596/1787/1/012024](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1787/1/012024). — Scopus: 2-s2.0-85102353680.
35. *Физические процессы при лазерной абляции в жидкость* / Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, В. А. Хохлов // *Письма в ЖЭТФ*. — 2022. — Т. **115** (1). — С. 20–27. — DOI: [10.31857/S1234567822010049](https://doi.org/10.31857/S1234567822010049). — [*Physical Processes Accompanying Laser Ablation in Liquid* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovskii, V. A. Khokhlov // *JETP Lett.* — 2022. — V. **115**(1). — P. 16–22. — DOI: [10.1134/S002136402201009X](https://doi.org/10.1134/S002136402201009X)]. — WoS: 000773937900004.

О2 Статьи в сборниках конференций

Воздействие ультракоротких лазерных импульсов на объемные мишени и толстые пленки. Абляционный кратер. Кольца Ньютона

1. *Гидродинамика взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с веществом: сравнение расчётов с экспериментом* / Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, Ю. В. Петров, В. А. Хохлов, С. И. Ашитков, С. И. Анисимов, М. Б. Агранат, К. Нишихара // *Физика экстремальных состояний вещества — 2008* / Ред. В. Е. Фортов и др. — Черноголовка, ИПХФ РАН — С. 172–175.
2. *Ablation and Spallation of Metals by Femtosecond Laser Pulse* / N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, S. I. Ashitkov, V. A. Khokhlov, B. J. Demaske, S. I. Anisimov, M. B. Agranat, V. E. Fortov, I. I. Oleynik // 19th European Conference on Fracture, European Structural Integrity Society (ESIS), August 2012, Kazan, Russia. — ISBN 978-5-905576-18-8. — 2012. P. 226_proceeding.

Рентгеновские УКЛИ. Прозрачные диэлектрики

3. *Ablation of lithium fluoride dielectric crystal by the short pulses of x-ray plasma laser and extreme ultraviolet free electron laser* / S. I. Anisimov, A. Yu. Faenov, N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, Yu. V. Petrov, I. Yu. Skobelev, V. A. Zhakhovsky // *Physics of Extreme States of Matter* — 2011 / Ed. by V. E. Fortov et. al. — Chernogolovka. — 2011. — P. 38–41.

Прохождение тепловых и акустических возмущений через мишень. Ударные волны

4. *Elastic-plastic phenomena and propagation of strong shock waves under the action of femtosecond laser pulses* / N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, V. A. Zhakhovsky // Physics of Extreme States of Matter — 2011 / Ed. by V. E. Fortov et. al. — Chernogolovka. — 2011. — P. 11–14.
5. *Elastic-plastic phenomena in shock waves caused by short laser pulses. Comparison of hydrodynamic and molecular dynamics simulations* / V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, V. A. Zhakhovsky, S. I. Anisimov // Physics of Extreme States of Matter — 2013 / Ed. by V. E. Fortov et. al. — Chernogolovka. — 2013. — P. 61–64.

Воздействие УКЛИ на тонкие металлические пленки

6. *Investigation of two-temperature relaxation in thin foil on a glass substrate initiated by the action of ultrashort laser pulse* / V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, S. I. Anisimov, V. A. Zhakhovsky, V. V. Shepelev, S. I. Ashitkov, P. S. Komarov, M. B. Agranat, V. E. Fortov // Physics of Extreme States of Matter — 2010. The compendium of the XXV Int. Conf. on Equations of State for Matter, March 1–6, 2010 / / Ed. by V. E. Fortov et. al. — Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia. Chernogolovka. — 2010. P. 127–129.
7. *Femtosecond Laser Ablation of Thin Films on Substrate* / N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, V. A. Zhakhovsky, Yu. V. Petrov, K. V. Khishchenko, S. I. Anisimov // Progress In Electromagnetics Research Symposium. — PIERS Proceedings, July 6–9, 2015, Prague. — 2015. P. 2422–2426.

Литература

1. М. И. Каганов и др. *ЖЭТФ*, **31**(2), 232–237 (1957)
2. С. И. Анисимов и др. *ЖТФ*, **36**(7), 1273–1284 (1966).
3. С. И. Анисимов и др. *ЖЭТФ*, **66** 776–779 (1974).
4. *Laser and Electron Beam Processing of Materials* / Ed. by C.W. White. — 1st Edition edition. — Elsevier, 1980. — P. 788 pages.
5. С. И. Анисимов, Б. С. Лукьянчук *УФН* **172**(3), 301–333, (2002).
6. D. Bäuerle *Laser Processing and Chemistry*. — Berlin, Heidelberg : Springer Verlag, 2011.
7. A. B. Cherepakhin et. al. *Appl. Phys. Lett.* **117**, 041108, 2020.
8. S. I. Kudryashov et. al. *Appl. Surf. Sci.* **537**, 147940 (2021).
9. K. Kaleris et, al. *Appl. Phys. A.* **129**, 527, (2023).
10. S. Romashevskiy et. al. *Appl. Surf. Sci.* **614**, 156212 (2023).
11. T. Kawashima et. al. *J. Mater. Process. Technol.*, **262**, 111 – 122 (2018).
12. U. Trdan et. al. *Corrosion Science*. — **143**, 46 – 55 (2018).
13. Н. А. Иногамов и др. *Письма в ЖЭТФ*, **115**, 80–88 (2022). —
14. В. А. Хохлов и др. *Письма в ЖЭТФ*, **115**, 576–584 (2022). —
15. V. Zhakhovsky et. al. *Physics of Fluids* **35**, 096104 (2023). —
16. W. S. Fann et. al. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2834–2837 1992. —
17. C.-K. Sun et. al. **50**, 15337 (1994). —
18. J. Hohlfeld et. al. *Chem. Phys.* **251**, 237–258 (2000). —
19. N. Del Fatti et. al. *Phys. Rev. B*, **61**, 16956–16966 (2000).
20. A. N. Smith, P. M. Norris. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1240–1242 (2001).
21. P. E. Hopkins, P. M. Norris *Appl. Surf. Sci.* **253**, 6289–6294 (2007).
22. Yu. V. Petrov et. al. *Appl. Phys. B.* **119**, 401–411 (2015).
23. B. Rethfeld et. al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 193001 (2017).
24. Downer M.C. et. al. *J. Opt. Soc. Am. B.* **2**, 595–599 (1985).
25. K. Sokolowski-Tinten et. al. *Appl. Surf. Sci.* **127-129**, 755–760 (1998).

26. K. Sokolowski-Tinten et. al. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 224–227 (1998).
27. V. V. Temnov et. al. *J. Opt. Soc. Am. B.* **23**, 1954–1964 (2006).
28. J. C. Crowhurst K. B. Knight et. al. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 144302 (2011).
29. S. I. Ashitkov et. al. *AIP Conf. proc.* **1793**, 100035 (2017).
30. J. G. Fujimoto et. al. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1837–1840 (1984).
31. M. B. Agranat et. al. *Appl. Phys. B.* **47**, 209–221 (1988).
32. J. P. Girardeau-Montaut, C. Girardeau-Montaut *Phys. Rev. B.* **51**, 13560–13657 (1995).
33. K. Eidmann et. al. *Phys. Rev. E.* **62**, 1202–1214 (2000).
34. Н. А. Иногамов и др. *Письма в ЖЭТФ.* **69**, 284–289 (1999).
35. В. В. Жаховский и др. *Письма в ЖЭТФ.* — **71**, 241–248 (2000).
36. С. И. Анисимов и др. *ЖЭТФ.* **130**, 212–227 (2006).
37. Дерягин Б. В. *ЖЭТФ.* **65**, 2261–2271 (1974).
38. Grady D. E. *J. Mech. Phys. Solids.* **36**(3), 353–384 (1988).
39. Н.А. Иногамов и др. *Физика экстремальных состояний вещества — 2008* // Ed. by В. Е. Фортов, и др. — Черноголовка : ИПХФ РАН, 2008. — Р. 172–175.
40. S. I. Anisimov et. al. *Appl. Phys. A.* **92**, 939–943 (2008).
41. K. V. Khishchenko, et al. *Int. J. Thermophys.* **23**, 1359–1367 (2002).
42. К. В. Хищенко *Письма в ЖТФ.* **30**(19), 65–71 (2004).
43. N.A. Inogamov et. al. *AIP Conf. Proc.* **1426**, 909–912 (2012).
44. N. A. Inogamov et al. *AIP Conf. Proc.* **1464**, 593–608 (2012).
45. N. A. Inogamov et al. *Proc. SPIE.* **9065**, 906502 (2013).
46. N. A Inogamov et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **500**, 112070 (2014).
47. N. A Inogamov et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **500**, 192023 (2014).
48. N. A. Inogamov et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **510**, 012041 (2014).
49. К. В. Хищенко, В. Е. Фортов // *Известия КБГУ.* **4**(1), 6–16 (2014).
50. K. V. Khishchenko *J. Phys.: Conf. Ser.* **2154**, 012009 (2022).
51. А. В. Бушман, И. В. Ломоносов, В. Е. Фортов / *Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии.* // — Черноголовка: ИХФЧ РАН, 1992.
52. А. В. Бушман, В. Е. Фортов *УФН.* **140**, 177–232 (1983). —
53. A. V. Bushman et. al. A. L. Ni, V. E. Fortov. / *Intense dynamic loading of condensed matter.* Washington, D.C. : Taylor & Francis, 1993.

54. V. E. Fortov et. al. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, — **415**, 604–608 (1998).
55. Lomonosov I. V. *Laser & Part. Beams*. **25**, 567–584 (2007). —
56. И. В. Ломоносов, С. В. Фортлова *TBT*. **55**, 596–626 (2017).
57. P. R. Levashov et. al. *AIP Conf. Proc.* **706**, 87–90 (2004). —
58. <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/> <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/>.
59. Yu. V. Petrov et al. *Proc. of SPIE*. **7005**, 70051W (2008). —
60. N. A. Inogamov et al. *Physics of Extreme States of Matter - 2009*, // Ed. by Fortov V.E. et al. — Chernogolovka, 2009. — P. 7–11.
61. Yu. V. Petrov *Laser & Part. Beams*. **23**, 283–289 (2005).
62. Ю. В. Петров, С. И. Анисимов *Опт. журнал*. — **73**(6), 4–6 (2006).
63. Н. А. Иногамов, Ю. В. Петров *ЖЭТФ*. — **137**, 505–529. (2010).
64. N. A. Inogamov et al. *Proc. SPIE*. — **7005** 70052F (2008).
65. S. I. Ashitkov et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **774**, 012097 (2016).
66. V. A. Khokhlov et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **774**, 012100 (2016).
67. Ю. В. Петров. Частное сообщение.
68. N. A. Inogamov et al. *Appl. Surf. Sci.* **255**, 9712–9716 (2009).
69. Yu. V. Petrov et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **1556**, 012005 (2020).
70. Ю. В. Петров и др. *Письма в ЖЭТФ*. **97**, 24–31 (2013).
71. S. C. Gupta / *The Classical Stefan Problem*. — Elsevier, 2017.
72. N. A. Inogamov et al. *Contrib. Plasma Phys.* **49**, 455–466 (2009).
73. N. A. Inogamov et al. *Contrib. Plasma Phys.* **51**, 419–426 (2011).
74. Н. А. Иногамов и др. *Оптический журнал*. **78**(8), 5–15 (2011).
75. М. Б. Агранат и др. *Письма в ЖЭТФ*. **91**, 517–523. (2010).
76. N. A. Inogamov et. al. *Physics of Extreme States of Matter - 2011* / Ed. by V. E. Fortov, et al. — Chernogolovka, 2011. — P. 11–14.
77. V. A. Khokhlov et. al. *Physics of Extreme States of Matter - 2013*. / Ed. by Fortov V. E. et al. ; ИИТ. — Moscow, 2013. — P. 61–64.
78. D. K. Il'inskiy et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **500**, 032021 (2014).
79. J. Wang *Appl. Phys. A*. **111**, 273–277 (2013).
80. V. A. Khokhlov et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **653**, 012003 (2015).
81. V. A. Khokhlov et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **1787**, 012022 (2021).
82. Н. А. Иногамов и др. *ЖЭТФ*. **154**. 92–123 (2018).
83. V. A. Khokhlov et. al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **1556**, 012003 (2020).
84. Н. А. Иногамов и др. *Письма в ЖЭТФ*. — **115**, 20–27 (2022). —