

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Лазерное управление процессами в твердом теле

Ф.Х. Мирзоев, В.Я. Панченко, Л.А. Шелепин

Большой объем информации, содержащейся в энергетических, спектральных, пространственно-временных характеристиках лазерного луча открывает возможности лазерного управления процессами в твердом теле. Рассмотрено влияние лазерного излучения в широком диапазоне энерговкладов на самые разные процессы, включая рост кристаллов, образование диссипативных (пространственных и временных) структур дефектов на поверхности и в объеме твердого тела, неустойчивости в расплавах, разрушение материалов как на основе селективности, так и самоорганизации. Проанализированы взаимосвязи типа и параметров структур с характеристиками лазерного излучения.

PACS numbers: 42.62.-b

Содержание

1. Введение (3).
2. Селективное воздействие (4).
 - 2.1. Тепловой механизм. Регулирование лазерного воздействия.
 - 2.2. Нетермические воздействия. 2.3. Влияние лазерного излучения на рост и структуру кристаллов. 2.4. Лазерное воздействие на подсистему дефектов.
3. Твердое тело как открытая система. Неустойчивости (10).
 - 3.1. Нелинейные процессы и образование диссипативных структур. 3.2. Возникновение неустойчивостей при лазерном воздействии.
4. Упорядоченные структуры точечных дефектов (12).
 - 4.1. Диффузионно-деформационная неустойчивость. 4.2. Рекombинационно-деформационная неустойчивость. 4.3. Временные диссипативные структуры.
5. Пространственные структуры протяженных дефектов (17).
 - 5.1. Кластеризация точечных дефектов. 5.2. Сверхрешетки пор. 5.3. Решетки дислокаций.
6. Неустойчивости в расплавах при лазерном воздействии (20).
 - 6.1. Образование жидкой фазы. Явление глубокого проплавления. 6.2. Термокапиллярная неустойчивость. 6.3. Испарительно-капиллярная неустойчивость. 6.4. Автоколебания при наличии приповерхностной плазмы.
7. Управляемое лазерное разрушение (26).
 - 7.1. О механизмах разрушения твердого тела. 7.2. Зависимость

лазерного разрушения от характеристик излучения. 7.3. Роль микроструктуры твердого тела при лазерном разрушении.

8. О кибернетических аспектах лазерного управления (29).

Список литературы (30).

1. Введение

Появление лазеров привело к кардинальным изменениям во многих технологических процессах. Они были связаны с уникальными свойствами лазерного излучения: монохроматичностью, когерентностью, высокими плотностями энергии в импульсе, малыми размерами пятна фокусировки, точностью контроля интенсивности, длительности воздействия и положения лазерного луча. За три последних десятилетия лазерные технологии получили значительное развитие. Это резка, сварка, сверление отверстий, упрочнение, распыление, термораскалывание, фотохимические процессы, разделение изотопов [1–7]. Лазерные установки и технологические линии в настоящее время широко используются в машиностроении, текстильной промышленности, автомобилестроении, самолетостроении, часовой промышленности и ряде других отраслей. По экономическим показателям во многих видах работ они успешно конкурируют с традиционными средствами обработки материалов.

Все большую значимость лазерная технология стала приобретать и в микроэлектронике. Она нашла применение в таких операциях как напыление, отжиг, осаждение и травление пленок, легирование примесей, геттерирование, скрайбирование, эпитаксия [8–12]. Если сначала преимущественное развитие получили лазерные технологии, основанные на тепловом (неспецифическом) действии лазерного излучения, то постепенно осознавались возможности избирательного воздействия лазеров на те или иные процессы в твердом теле, на структуру материалов, на рост и разрушение кристаллов. Лазерный луч не просто несет с собой энергию, но и может обладать сложной пространственной, временной, спектральной структурой. В нем может быть закодирован большой

Ф.Х. Мирзоев, В.Я. Панченко. Научно-исследовательский центр по технологическим лазерам РАН, 140700 Шатура, Московская обл., ул. Святозерская 1
Тел. (095) 2-59-95. Факс (095) 2-25-32
E-mail: panch@nictl.msk.su
Л.А. Шелепин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Ленинский просп. 53
Тел. (095) 132-67-54
Факс (095) 135-24-08
E-mail: optdep@sci.fian.msc.su

Статья поступила 17 марта 1995 г.,
после доработки 2 августа 1995 г.

объем информации так, чтобы воздействие на различные процессы в твердом теле осуществлялось эффективным и избирательным образом. В этом смысле действие лазерного луча носит информационно-энергетический характер и дает возможность управления процессами.

Сама идея управления процессами с помощью лазеров не нова. Возможности регулирования химических реакций с помощью излучения обсуждались начиная с 1970 г. [13, 14]. В работе [14], посвященной выбору оптимальных режимов лазерного воздействия, отмечалось, что динамика физических процессов в лазерном поле в большинстве случаев чрезвычайно чувствительна к режимам облучения и это обстоятельство предопределяет возможность рассмотрения параметров излучения в качестве факторов управления (см. также [15–17]). Однако рассматриваемая в предлагаемом обзоре проблема управления различными процессами в твердом теле, включая анализ возможностей целенаправленного воздействия на структуру кристаллов и получения материалов с заданными свойствами имеет свою специфику. Она связана с использованием методов селективного лазерного возбуждения и активации и возникновением процессов самоорганизации под действием излучения.

Возможности селективного лазерного воздействия определяются конкретными характеристиками процессов в твердом теле. Твердое тело может рассматриваться как сложная система возбуждений, напряжений, дефектов. Его механические, электрические, магнитные, оптические свойства зависят от структуры кристаллической решетки, элементарных возбуждений (фононов, электронов, экситонов), системы дефектов (точечных: вакансии, межузельные атомы, примесные атомы внедрения и замещения; линейных: дислокации, дислокационные петли; объемных: поры, микротрещины, скопления дефектов — комплексы), напряжений в решетке. Вся эта сложная система характеризуется значительным многообразием процессов, каждый из них имеет свои особенности, свои характерные времена. В отличие от селективных процессов в газовой кинетике, определяемых резонансом излучения с частотой перехода между двумя уровнями, в твердом теле свойство селективности может носить более общий характер. Возбуждение тех или иных степеней свободы, конкретных процессов оказывается зависящим как от резонанса частоты, так и от энерговклада, а также от длительности, интенсивности и формы импульса. В этом смысле лазерное излучение оказалось тонким инструментом, способным избирательно действовать на отдельные компоненты системы, изменять структуру и свойства различных материалов.

Твердое тело, облучаемое лазером, можно рассматривать как открытую систему, находящуюся вдали от равновесия. Благодаря нелинейному характеру процессов в такой системе, в отличие от газовой среды, проявляется множество неустойчивых состояний. Они определяются некоторыми критическими значениями управляющих параметров и зависят как от свойств среды, так и от излучения. В твердом теле, при лазерном воздействии могут происходить процессы самоорганизации — образования диссипативных структур. Зная механизмы взаимодействия различных подсистем, можно, в принципе, управлять структурообразованием.

Необходимый элемент лазерного управления — информация об управляемом объекте. Специфика твер-

дого тела по сравнению с газами, где, как правило, можно абстрагироваться от пространственных неоднородностей, состоит в определяющей роли пространственно-структурных свойств: типа решетки, расположения и взаимодействия дефектов, напряжений. В отличие от современной газовой кинетики [18] пространственно-структурная кинетика носит еще во многом фрагментарный характер. Но помимо научной информации о процессах в твердом теле существует и информация другого рода — мгновенная информация о тех или иных характеристиках, получаемая с помощью датчиков. Она может быть передана на компьютер, управляющий лазерной системой, излучение которой меняется таким образом, чтобы был достигнут нужный результат.

В обзоре сделана попытка систематизации кинетических процессов в твердом теле с точки зрения возможностей лазерного управления ими. Последовательность изложения продиктована величиной энерговклада, с ростом которого появляется как бы новый круг основных процессов: селективные лазерные воздействия, самоорганизация структур при температурах ниже точки плавления, а при наличии жидкой фазы — управляемое разрушение.

Многие из рассматриваемых явлений используются в лазерной технологии. Однако сами технологические применения приводятся лишь в качестве иллюстрации, а основное внимание обращено на возможности управления теми или иными процессами, на зависимость параметров структур от характеристик лазерного облучения. Будущее лазерной технологии в информационной стороне воздействия, в реализации лазерного управления процессами в твердом теле. Среди огромного объема литературы, в той или иной степени связанной с проблемой лазерного управления, в первую очередь выбирались обзоры и монографии, содержащие большое число ссылок.

2. Селективное воздействие

2.1. Тепловой механизм.

Регулирование лазерного воздействия

На первом этапе развития лазерных технологий использовалось тепловое воздействие, не носившее избирательного характера.

Общая схема процессов, происходящих в твердом теле при лазерном облучении, сводилась к последовательному рассмотрению поглощения излучения и теплопередачи в глубь среды [1–4]. Интенсивность потока энергии $I(z)$ в среде на расстояниях z от поверхности задается соотношением

$$I(z) = I(0) \exp(-\alpha z),$$

где α — коэффициент поглощения. Основная часть энергии поглощается в слое толщиной $\delta \approx \alpha^{-1}$. Для большинства металлов в видимой и инфракрасной областях $\delta < 0,1$ мкм, что соответствует скин-слою. Для значительной части органических соединений $\delta < 1$ мкм, т.е. в этих случаях поглощение лазерного излучения происходит на поверхности. Процесс распространения тепла в глубь среды описывается уравнением

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta T + Q,$$

где ρ — плотность, C — теплоемкость, κ — коэффициент теплопроводности, Q — плотность источников тепла в твердом теле. Детальные расчеты тепловых режимов для конкретных технологических условий содержатся в большом числе работ [4, 6].

При интенсивностях облучения $I \geq 10^5$ Вт см⁻² существенную роль играют процессы плавления, испарения, распыления (в последнем случае отдельные капли приобретают энергию, достаточную для преодоления сил поверхностного натяжения). На основе теплового баланса можно определить формы и размеры области проплавления. Вместе с тем оказалось необходимым введение дополнительных операций в технологии. Так, для обеспечения условий ввода энергии в материал проводится удаление образующегося пара [10]. С этой целью при резке сталей и титана используются струи кислорода, при резке меди — струи хлора. Струи аргона и азота позволяют избежать обугливания материала, охлаждать кромки разреза, удалять образующиеся частицы при раскрое тканей, пластика, фанеры, бумаги.

К преимуществам лазерной технологии по сравнению с традиционными методами относится отсутствие непосредственного контакта между источником энергии и материалом. Ее применение позволяет для ряда промышленных операций отказаться от использования режущих инструментов, сверл, пламени, электродов, химикалий. При этом снижаются эксплуатационные расходы, обеспечивается более "чистое" проведение технологических операций. Наглядный пример — операция раскроя ткани в швейном производстве. Для применявшегося механического оборудования она была одной из наиболее сложных и трудоемких. Искажения профиля разреза, обусловленные вибрацией рабочего органа ленточной раскройной машины ухудшали качество кроя. Уже при использовании первых опытных установок лазерного раскроя с непрерывным СО₂-лазером было достигнуто повышение производительности труда и улучшение качества. Простота манипулирования лазерным лучом открывает возможности управления технологическими процессами с помощью компьютеров, что весьма удобно для мелкосерийного и штучного производства.

Сочетание лазерной технологии с программным управлением оказалось особенно эффективным для микроэлектроники. Так, в производстве интегральных схем по заданной программе выполняются рисунки для фотошаблонов; в лазерной литографии степень разрешения достигает субмикронных величин [19]. Лазерные установки могут обеспечить на порядок большую производительность, чем традиционные оптические и электронно-лучевые системы. С помощью лазерной технологии в настоящее время могут быть выполнены все операции полупроводниковой электроники при изготовлении интегральных схем. Ширится применение и лазерных методов неразрушающего контроля качества изделий электронной техники. В [20] приводятся данные о системе, позволяющей контролировать правильность монтажа при сборке электронного оборудования. Каждую секунду система вычисляет 2×10^5 трехмерных координат световых пятен на поверхности объекта.

Уже на первом этапе развития лазерных технологий было ясно, что механизм воздействия не является чисто тепловым. Более того, оказалось, что применимость теплового механизма, как основы анализа лазерного

воздействия, весьма ограничена. Существуют определенные пределы энергетических, спектральных, пространственных, временных характеристик лазерного излучения, при которых он играет доминирующую роль. Так, при малых длительностях импульсов необходимо рассматривать не просто тепловой эффект, а взаимодействие излучения с подсистемами: электронами проводимости, фононами. При локальном пространственном воздействии возникающие градиенты температуры приводят к деформациям, напряжениям, движению дефектов, возникновению акустических и ударных волн [1, 6, 8]. Если в газах понятие селективности лазерного воздействия сводится к резонансному возбуждению атомов и молекул [21], то в твердом теле, где имеется пространственная структура, можно говорить о селективном воздействии на отдельные ее элементы даже при тепловом механизме. Это связано с возможностью концентрации энергии лазерного излучения на небольших участках и возникновения локальных неравновесных процессов.

Так, при термораскалывании проявляется целый ряд процессов: испарение связанной (кристаллизационной) воды, создание высокого внутреннего давления, приводящего к образованию микротрещин; протекание необратимых химических реакций и фазовых превращений, влекущих за собой ослабление внутренних связей и уменьшение прочности. Из-за локальных воздействий и образования значительных температурных градиентов (10^9 – 10^{10} К см⁻¹) возникают термонапряжения, позволяющие проводить управляемое раскалывание материалов.

Фактически при лазерных воздействиях мы в основном имеем дело с большой совокупностью процессов в твердом теле, и термический нагрев — лишь один из них. Для решения задач, связанных с развитием и приложениями лазерной технологии, постепенно выкристаллизовывались два взаимосвязанных подхода. Один из них берет за основу разработку установок, позволяющих регулировать лазерное воздействие, второй связан с поисками путей для избирательного воздействия на процессы в твердом теле, с подбором к каждому из них своего лазерного "ключа" — излучения с определенными характеристиками.

2.2. Нетермические воздействия

В 70-е годы возникли различные применения лазеров, не сводящиеся к простому нагреву материалов. В понимании механизмов наблюдаемых явлений значительную роль сыграли результаты исследования различных нетермических воздействий на твердое тело и на рост кристаллических структур: электромагнитного излучения, электрического поля, электронных пучков, ультразвука. Характерной особенностью был избирательный характер воздействий. Так, эффекты влияния электромагнитного облучения на рост кристаллических пленок и их свойства оказались весьма критичными к режиму облучения, интенсивности и длительности импульсов, их спектральному составу. Наблюдавшаяся селективность была связана с воздействием на определенные процессы релаксации в твердом теле или на различные стадии процесса роста кристаллов.

Инициированный работой [22] цикл экспериментальных исследований показал, что облучение может оказывать существенное влияние как на протекание процессов

эпитаксии, так и на качество получаемых материалов. Особо детальный характер носили исследования роста пленок PbTe , $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, HgTe [23–26], где в качестве источника применялась ксеноновая лампа сверхвысокого давления мощностью 10 кВт, излучающая в диапазоне 0,2–1,5 мкм, причем 10 % мощности приходилось на ультрафиолетовое (УФ) излучение. Было показано, что при воздействии УФ излучения, выделяемого фильтром, скорость роста пленок увеличивается на два порядка (от 0,1–0,2 мкм мин^{−1} без облучения до 6–15 мкм мин^{−1}).

Облучение влияет и на качество эпитаксиальных пленок. Монокристаллические слои получались в небольшом интервале интенсивности УФ излучения от 10 до 30 Вт см^{−2}; при несколько меньших или больших интенсивностях росли поликристаллические слои. При интенсивности свыше 40 Вт см^{−2} поликристаллический рост переходил в образование хлопьев, т.е. неконтролируемый быстрый рост кристаллов в объеме вблизи поверхности около хаотически возникающих центров кристаллизации. В условиях облучения наблюдалось также снижение температуры эпитаксии с 800 до 500 °С.

Основным механизмом, ответственным за наблюдаемые эффекты, является образование свободных атомов [23]. При воздействии УФ излучения происходит диссоциация молекул Te_2 ($E_{\text{дисс}} = 2,8$ эВ) и PbTe ($E_{\text{дисс}} = 2,7$ эВ), подводимых к поверхности роста. В обычных условиях, без облучения, разрыв молекулярных связей (необходимый для того, чтобы атом встал на свое место в решетке) происходит на поверхности. Вероятность такого разрыва увеличивается с ростом температуры подложки. При этом для встраивания одного атома в решетку требуется 10^3 – 10^4 соударений молекул с поверхностью растущего кристалла. В отличие от реакций между молекулами реакции с участием свободных атомов и радикалов носят безбарьерный характер, сечения имеют порядок газокинетических. Это и обуславливает увеличение скорости роста. Уже доли процента свободных атомов существенно влияют на скорость эпитаксии. Снижение температуры эпитаксии связано с тем, что при наличии свободных атомов уменьшение температуры подложки, а значит, и вероятности разрыва связей в молекулах, взаимодействующих с поверхностью, не играют существенной роли.

УФ облучение может оказывать воздействие на все стадии роста кристаллов, обычно происходящего по слоистому механизму [27]: переход молекул из пара в адсорбционный слой на поверхности, диффузия адсорбированных молекул по поверхности к ступеньке, диффузия вдоль края ступеньки к ее излому, встраивание в решетку. Облучение может приводить к образованию поверхностного заряда, изменению адгезирующих свойств [28], а также к возникновению центров адсорбции, переводя атомы поверхности в возбужденные метастабильные состояния с измененными валентными свойствами, что позволяет стимулировать получение пленок на таких подложках, на которых в обычных условиях они не образуются [29]. В эпитаксиальных пленках, полученных при воздействии УФ облучения, экспериментально наблюдалось увеличение степени совершенства и уменьшение числа дефектов: дислокаций, микропор [24, 26].

Таким образом, было установлено существование целой совокупности механизмов воздействия электромагнитного облучения на эпитаксию. Их использование позволяет управлять свойствами выращиваемых эпитак-

сиальных структур. Это относится и к управлению отклонением состава кристаллов от стехиометрического. Для бинарных кристаллов границы области гомогенности на P – T – x диаграммах (P — давление, T — температура, x — относительная концентрация компонентов) определяются максимально допустимыми разностями δ числа вакансий обоих компонентов при данных P и T . На рис. 1 представлена типичная T – x диаграмма PbTe [24, 26]. Максимальное отклонение от стехиометрии лежит в области, обогащенной теллуром (следовательно, вакансиями свинца). Видно, что избыток числа вакансий $\delta = n_{\text{Pb}} - n_{\text{Te}}$ может достигать величины $\sim 10^{19}$ см^{−3}, т.е. составляет 10^{-3} часть от общего числа узлов решетки. Из соотношения [30]

$$n_{\text{Pb}}n_{\text{Te}} = N_0 \exp\left(-\frac{E_{\text{Te}} + E_{\text{Pb}}}{kT}\right) = \mu_0$$

следует, что число вакансий составляет

$$n_{\text{Pb}} = \sqrt{\frac{\delta^2}{4} + \mu_0} + \frac{\mu_0}{2}, \quad n_{\text{Pb}} = \sqrt{\frac{\delta^2}{4} + \mu_0} - \frac{\mu_0}{2}.$$

Здесь N_0 — число узлов решетки, $E_{\text{Pb}} + E_{\text{Te}}$ — энергия образования пары вакансий в различных подрешетках.

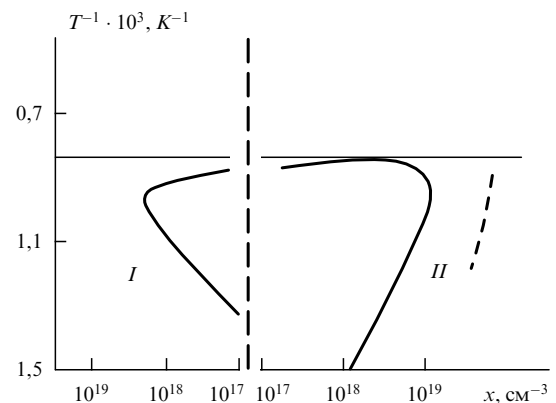


Рис. 1. Область гомогенности для кристалла PbTe . I — n-тип; II — p-тип; пунктир — граница отступления от стехиометрии бездефектного кристалла

При пересечении границы области гомогенности, например при охлаждении кристалла, происходит выпадение избыточного компонента в виде преципитатов, отстоящих друг от друга на расстоянии в несколько десятков нм [31].

С увеличением отклонения от стехиометрии, а значит, и ростом числа вакансий прочность кристалла понижается, что связано с увеличением числа разорванных связей. Такое снижение прочности приводит к тому, что гомогенная структура становится неустойчивой даже при сравнительно небольших напряжениях. Границы гомогенности определяются снижением прочности бинарного кристалла за счет отклонения от стехиометрии и наличием напряжений, связанных со структурными дефектами (порами при относительно высоких температурах, трещинами и дислокациями при низких).

Электромагнитное облучение, влияя на снижение числа дефектов, приводит к уменьшению внутренних

напряжений, а значит, возможен выход за обычные границы области гомогенности [25]. Однако максимальное отступление от стехиометрии не может превышать 0,1 %, причем в этой области наличие даже слабых напряжений делает структуру неустойчивой. Таким образом, с помощью электромагнитного облучения можно эффективно управлять процессами эпитаксии, отклонением от стехиометрии и структурой выращиваемых кристаллов.

В анализе влияния облучения на систему дефектов и напряжений в твердом теле большую роль сыграло открытие фотопластического эффекта [32]. В момент освещения видимым светом пластически деформирующегося кристалла напряжение течения увеличивалось, после выключения возвращалось к исходному состоянию. Механизм этого эффекта заключается в изменении условий электрического взаимодействия движущихся дислокаций с перезаряжающимися под действием света точечными центрами, имеющими локальные уровни в запрещенной зоне. Впоследствии были открыты другие явления, связанные с данным механизмом: инфракрасное гашение [33], примесный фотопластический эффект [34], деформационная люминесценция и инжекционно-пластический эффект [35], а также показана взаимосвязь системы дефектов с электрическими и механическими свойствами кристаллов и возможность управления ими с помощью облучения.

Рассмотренные эффекты избирательного влияния некогерентного облучения на процессы в твердом теле были реализованы и при использовании лазеров. Но лазерные исследования привели к открытию целого комплекса новых явлений, который можно условно разделить на две области, связанные с воздействиями на рост и структуру кристаллов и на систему дефектов.

2.3. Влияние лазерного излучения на рост и структуру кристаллов

Новые возможности в управлении процессом газовой эпитаксии открылись благодаря применению импульсных УФ лазеров. К отличительным особенностям их воздействия на кристаллы можно отнести высокое качество поверхности, увеличение постоянной решетки (характеризующее уменьшение числа вакансий), различную концентрацию дефектов в области лазерного пятна и вне его (при одновременном облучении ксеноновой лампой всего образца), различное легирование при действии лазера и в его отсутствие. Было установлено ускорение роста и образование непланарных структур (бугорков) в месте действия лазера [36, 37]. При интерпретации результатов был рассмотрен механизм возникновения акустических волн за счет термооптического эффекта. В области поглощения света благодаря изменению плотности возникает импульс давления. Для УФ лазера с длительностью импульса 10^{-8} с и интенсивностью 10^4 – 10^5 Вт см $^{-2}$ давление по порядку величины для типичных значений исследуемых веществ составляет 10^7 дин см $^{-2}$ [38]. Появляющееся уплотнение среды приводит к уменьшению общего числа вакансий, а также различных дефектов структуры и обуславливает увеличение параметра решетки. Увеличение же скорости роста пленки, по-видимому, связано с уменьшением энергетического барьера роста на величину $P\Omega$ (P — амплитуда акустической волны, Ω — активационный объем) при возникновении акустической волны.

В реальных условиях приходится иметь дело с целой совокупностью механизмов, запускаемых электромагнитным излучением с различными пространственными, временными и спектральными характеристиками. Поэтому в ряде случаев оказалось целесообразным проводить подбор комбинированных режимов для оптимального управления свойствами образующихся структур. В работе [39] было экспериментально исследовано совместное влияние на процесс эпитаксии PbTe и Pb $_{1-x}$ Sn $_x$ Te УФ излучения непрерывного He-Cd лазера ($\lambda = 0,43$ мкм, мощность 20 мВт), импульсного азотного ($\lambda \approx 0,337$, длительность импульса 10^{-8} с, мощность в импульсе 10^4 – 10^5 Вт см $^{-2}$) и ксеноновой лампы.

При облучении наблюдалось увеличение скорости роста эпитаксиальных слоев PbTe: при действии только лампы 2,5 мкм мин $^{-1}$, при совместном действии лампы и непрерывного лазера 3,5 мкм мин $^{-1}$, при совместном действии лампы и импульсного азотного лазера 4,8 мкм мин $^{-1}$. В местах, подвергшихся лазерному воздействию, наблюдались бугорки, соответствующие по площади размерам пятна. Их толщина и структура зависят от условий облучения. При действии лампы и лазера высота бугорка над поверхностью пленки составляла для непрерывного лазера 30 мкм, для импульсного — 60 мкм (с зеркально-гладкой поверхностью), а толщина пленки, выросшей под лампой — 60 мкм.

Поперечный размер деталей рельефа непланарных пленочных материалов определяется возможностями лазерной фокусировки, а высота — временем воздействия лазерного облучения. Выращивание тех или иных структур носило воспроизводимый характер, что указывает на возможность приготовления непланарных образцов сложной формы, получения заданного рельефа, а также использования непланарных структур для различных форм записи информации.

Степень совершенства эпитаксиальных слоев, выросших в условиях облучения [39], оценивалась по плотностям ямок травления. Результаты приведены в таблице.

Таблица. Плотность дислокаций в эпитаксиальных пленках

Эпитаксиальные пленки	Ксеноновая лампа	Ксеноновая лампа и непрерывный УФ лазер	Ксеноновая лампа и импульсный УФ лазер
PbTe-Ba (111)	5×10^4	2×10^4	8×10^3
PbTe-PbTe (100)	3×10^4	1×10^4	5×10^3

Как видно из таблицы, пленки, выращенные под воздействием лампы и импульсного УФ лазера, имели наименьшую плотность дислокаций. Исследования пороговой температуры эпитаксии PbTe показали, что температура роста монокристаллических слоев теллурида свинца на подложках BaF $_2$ (111) в условиях воздействия лампы и импульсного УФ лазера снижается от 800 до 300 °С практически без изменения высокой скорости роста (4,5–4,8 мкм мин $^{-1}$), а пороговая температура начала роста монокристалла составляет 380 °С. В случае воздействия лампы и непрерывного УФ лазера пороговая температура составляет 450 °С, а при действии только ксеноновой лампы — 550 °С. При действии импульсного лазера наблюдалось также увеличение постоянной решетки, что, по-видимому, связано с уменьшением числа вакансий. Для областей, подвергавшихся и

не подвергавшихся воздействию лазера, были установлены различия в концентрации дефектов, в степени совершенства кристалла, в степени легирования (что приводит, в частности, к образованию р-п-переходов), в распределении плотности заряда.

Избирательный характер лазерного воздействия проявляется и при образовании оксидных пленок на поверхности металлов. Эта проблема привлекла внимание в связи с попытками увеличения поглощательной способности металлов, которая, как известно [4], падает с увеличением длины волны. Так, для CO_2 -лазера с $\lambda = 10,6$ мкм поглощательная способность составляет лишь несколько процентов, но при наличии оксидных пленок может возрасти до 50–90 %.

В [40–42] было показано, что окисление металлов в воздухе протекает существенно быстрее при лазерном воздействии, чем при простом нагреве. Была установлена двоякая природа этого эффекта. Во-первых, это — фотопротекции, характерные для лазерного окисления полупроводников, либо металлов, оксиды которых обладают полупроводниковыми свойствами [43]. Нижняя граница такого воздействия обусловлена либо шириной запрещенной зоны оксида, либо энергией связи примесных уровней. Во-вторых, это термохимические процессы, обусловленные высокими скоростями изменения температуры и высокими градиентами в поверхностном слое [41]. Значительное влияние на перенос реагентов в твердой фазе и кинетику окислительной реакции оказывают электрические поля, а также диффузия по границам зерен и микротрещин и генерация вакансий [44]. Верхняя граница таких избирательных воздействий обусловлена нелинейностями и возникновением неустойчивостей.

Определенный диапазон временных характеристик излучения существует для процессов лазерного отжига. В микроэлектронике основным методом введения примесных атомов служит ионная имплантация, осуществляемая с помощью ионов высокой энергии (≈ 200 кэВ). При этом решетка кремния повреждается и частично аморфизуется [8, 45, 46]. Лазерный отжиг осуществляется с помощью коротких импульсов, длительностью $\approx 10^{-7}$ с, либо сканированием пучка непрерывного лазера. По окончании импульса образец быстро охлаждается и затвердевает, причем пространственное распределение ионов не успевает измениться за счет диффузии. Механизм отжига трактуется неоднозначно: рассматриваются процесс нагрева с последующей рекристаллизацией и нетепловой процесс образования плотной плазмы свободных носителей, при этом температура электронов плазмы намного выше температуры решетки [47].

Селективные лазерные воздействия широко используются в микроэлектронике, в частности для химического осаждения из газовой фазы слоев полупроводников, металлов, диэлектриков [48–51]. Оказывается возможным получение покрытий сложной конфигурации и микронных размеров. В процессах осаждения применяется лазерный нагрев подложки и получение свободных атомов при лазерном воздействии на газовую фазу. Из конкретных технологий отметим получение кремниевых пленок [48], нанесение пленок SiO_2 [49], металлизацию. В [50] для фотодиссоциации соединений SiH_4 и SiCl_4 применялись эксимерные лазеры ArF ($\lambda = 194$ нм) и KrF ($\lambda = 248$ нм). При осаждении металли-

ческих пленок фотодиссоциации подвергались металлоорганические молекулы.

Локальный нагрев подложки в методе лазерного химического осаждения пленок приводит к пиролизу соединений, содержащихся в газовой фазе. Над подложкой при этом создается проток газообразных химических соединений, которые не реагируют с ней при комнатной температуре, а при нагревании разлагаются на компоненты, осаждающиеся на подложку. В результате пленки осаждаются в локальной области, например в форме полосок или нитей с характерными размерами, определяемыми фокусировкой лазерного луча.

2.4. Лазерное воздействие на подсистему дефектов

Система дефектов в твердом теле, обладая определенной автономией, оказывает значительное влияние на его свойства и весьма чувствительна к различным внешним воздействиям. С помощью лазеров можно управлять изменениями в системе дефектов. Лазеры дают возможность высокого темпа ввода энергии в среду: скорость нагрева в зоне облучения может достигать 10^6 К с^{-1} [4]. При этом происходит генерация точечных дефектов (вакансий и межузлий). В случае мощных лазерных импульсов ($I = 10^7 - 10^8$ Вт см^{-2}), когда образуется ударная волна, генерация дефектов возникает во всем объеме твердого тела, по которому прошел ее фронт. При умеренных интенсивностях ($I = 10^4 - 10^7$ Вт см^{-2}) при диаметре лазерного пятна 200–300 мкм (технологический режим), когда ударной волны не возникает, основную роль играет тепловой механизм генерации дефектов (скорость генерации $G \propto \exp(-E_f/kT)$, E_f — энергия образования дефекта, k — постоянная Больцмана) с локализацией в приповерхностном слое кристалла [52].

Существенную роль в изменении плотности неравновесных точечных дефектов могут играть протяженные дефекты (дислокации, поры, трещины), которые наряду с поверхностью являются источниками и стоками. При лазерном воздействии плотность точечных дефектов в кристалле может превысить равновесную на несколько порядков. Это в основном относится к вакансиям, так как из-за значительной скорости движения межузельные атомы быстро выходят на поверхность или поглощаются стоками внутри кристалла. Кинетика изменения плотности вакансий n в простейшем случае описывается уравнением

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j} = \frac{n - n_e}{\tau_0},$$

где τ_0 — диффузионное время движения вакансий между стоками и источниками, n_e — их равновесная плотность; $\tau_0 = L_0^2/D$, L_0 — среднее расстояние между источниками-стоками; $\mathbf{j}$ — поток дефектов, который в простейшем случае может быть представлен в виде [53]

$$\mathbf{j} = -D \left(\nabla n + \frac{k_T \nabla T}{kT} \right),$$

где k_T — термодиффузионное отношение, характеризующее перенос тепла в среде.

С помощью лазерного воздействия можно в широких пределах менять плотность неравновесных дефектов, что дает возможность целенаправленным, избирательным образом влиять на механические, электрические, оптические, теплофизические свойства твердого тела. Если

лазерным импульсом нагреть металл до некоторой температуры, а затем быстро охладить за время, меньшее t_0 , то при этом часть равновесных дефектов не успеет перейти в равновесное состояние и в образце окажутся замороженные неравновесные вакансии. Существует оптимальная длительность импульса t_0 , при которой количество замороженных вакансий максимально [54]. Она определяется тем, что при коротких импульсах длительностью $\tau < t_0$ не успевает генерироваться достаточное число вакансий, а при длинных импульсах ($\tau > t_0$) снижается скорость охлаждения и большая часть образовавшихся вакансий не успевает закаливаться. Например, для алюминия, железа и ряда других металлов, величина t_0 составляет $\sim 10^{-3}$ с.

В поверхностном слое металлов, с помощью лазерных импульсов могут создаваться высокие плотности неравновесных вакансий ($n \sim 10^{17} - 10^{20}$ см $^{-3}$) [55]. Это приводит к изменению оптических характеристик металлов, в частности, увеличивается поглощательная способность, что связано с дополнительным рассеянием электронов проводимости в скин-слое на избыточных неравновесных вакансиях [56]. Данный эффект может быть применен при обработке материалов с высоким коэффициентом отражения. Так, например, алюминий отражает 90–95 % излучения СО $_2$ -лазера ($\lambda_L = 10,6$ мкм). Повышение поглощательной способности за счет применения импульсного лазера позволяет эффективно использовать непрерывный СО $_2$ -лазер для обработки металлов.

Возникновение неравновесных вакансий сокращает срок службы отражающих покрытий (зеркал) в импульсных лазерах из-за ускоренной диффузии атомов подложки в покрытие [40]. Этот эффект влияет также на ускорение роста оксидных пленок [55] и на взаимную диффузию компонентов в полупроводниковых системах типа Cd $_{1-x}$ Hg $_x$ Te–CdTe [57].

Лазерное воздействие не только изменяет скорость диффузионных процессов, но и может приводить к их прекращению и даже перемене направления. Так, например, при лазерном нагреве может происходить не только испарение, но и значительный рост пор и дислокационных петель [58].

Лазерное излучение может оказывать влияние и на релаксацию упругих напряжений, и на движение протяженных дефектов, в частности дислокаций в кристаллах. При действии УФ лазера поверхность заряжена положительно, а дислокации несут на себе отрицательный заряд; возникающее электрическое поле вытягивает дислокации на поверхность [59]. Скорость движения дислокации v_d прямо пропорциональна потоку вакансий: $v_d \propto Dn$. С увеличением содержания примесей, когда уменьшается концентрация вакансий, происходит замедление движения дислокаций и уменьшение их выхода на поверхность.

С помощью лазерного воздействия оказалось возможным управлять свойствами переходных слоев, возникающих на гетерограницах, в областях напряжений в решетке. Характерным примером служит переходный слой на границе подложки и пленки. Такой слой формируется вследствие несоответствия постоянных решеток, а также различных коэффициентов термического расширения по обе стороны границы. Его толщина определяется плотностью различных дефектов (примесей, дислокаций) в окрестности гетероперехода.

В работе [39] в результате применения комбинированного режима фотостимулированной эпитаксии

пленки Pb $_x$ Sn $_{1-x}$ Te, включающего использование УФ излучения импульсного азотного лазера и ксеноновой лампы и вариаций температуры, удалось снизить толщину переходного слоя с 1,5 до 0,5 мкм и в несколько раз — плотность дислокаций. Измерения концентрации носителей при легировании пленок Pb $_x$ Sn $_{1-x}$ Te индием, показали, что индий в количестве 0–0,45 % проявляет донорные свойства и изменяет концентрацию носителей от 5×10^{19} до 5×10^{18} см $^{-3}$ ($x = 0,22$) и от 5×10^{18} до 4×10^{16} см $^{-3}$ ($x = 0$). При больших атомных долях (вплоть до 0,7 %) индий проявляет акцепторные свойства, понижая концентрацию электронов до $1,3 \times 10^{14}$ см $^{-3}$. При превышении 0,7 % происходит увеличение концентрации носителей до $1,3 \times 10^{15}$ см $^{-3}$.

Общим свойством селективного лазерного воздействия на конкретные процессы в твердом теле можно считать наличие определенного, сравнительно узкого диапазона параметров излучения. Каждому процессу (рост монокристалла, уменьшение или увеличение числа дислокаций, рост или испарение пор, изменение свойств поверхности и т.д.) соответствует свой диапазон. Результаты выхода за границы этих диапазонов, резких изменений режима облучения также наглядно иллюстрируются в работе [39], где для фотостимулированной эпитаксии PbTe использовались импульсный азотный лазер и ксеноновая лампа (мощностью 0,6 кВт с фильтрами, пропускавшими только УФ часть спектра). При постоянном воздействии азотного лазера варьировалась интенсивность ксеноновой лампы (изменялся ток от 30 до 200 А). Сплошной слой достигался в течение 30 мин; обычно толщина пленки в пятне лазерного излучения составляла 120 мкм, а вне его — 60 мкм. Затем увеличивался ток и через 10 мин пленка отделялась от подложки (повторяемость — 70 %). Ее толщина достигала соответственно 160 и 80 мкм. Для тока был установлен порог отслаивания, составлявший 125–130 А.

Аналогичные результаты наблюдались и при облучении только ксеноновой лампой и только азотным лазером. При фиксированной интенсивности излучения после 30 мин роста (при толщине пленки 60 мкм) температура подложки увеличивалась от 650 до 800 °С. При этом наблюдалось снижение скорости роста пленок и также происходило отслаивание.

Оказалось, что для самых разных режимов облучения толщина пленки, при которой происходит отслоение, приблизительно одинакова.

Механизм отслаивания пленки обусловлен движением дефектов к границе пленка-подложка. На начальной стадии процесса, пока толщина пленки мала, основным стоком для вакансий является поверхность. После достижения некоторого критического значения толщины пленки, когда за выходом на поверхность можно пренебречь, концентрация вакансий в пленке начинает расти, особенно в переходном слое на границе между пленкой и подложкой. При смене режимов (увеличение интенсивности облучения, повышение температуры) концентрация вакансий существенно увеличивается. Возникающая положительная обратная связь между системой вакансий и полем изгибной деформации приводит к образованию в местах локализации вакансий (области сжатия) высокого пересыщения, необходимого для появления и роста пор [60]. В результате в этих местах адгезия пленки с подложкой ослабляется и происходит ее отслаивание.

Таким образом, диапазон избирательного, селективного воздействия на процессы в твердом теле определяется порогом инициирования для нижней границы и нелинейностями, возникновением положительных обратных связей для верхней.

3. Твердое тело как открытая система. Неустойчивости

3.1. Нелинейные процессы и образование диссипативных структур

При повышении энергозатрат и выходе за рамки диапазона селективного действия лазеров оказываются необходимыми учет нелинейного характера процессов и анализ возможностей возникновения неустойчивостей и образования упорядоченных структур.

Твердое тело, облучаемое лазером, можно рассматривать как открытую систему и применять для описания неустойчивостей и самоорганизации методы синергетики [61, 62]. Согласно синергетическому подходу неустойчивости возникают при определенных (критических) значениях параметров, а процесс образования диссипативных структур есть результат конкуренции между большим числом неустойчивых нарастающих мод, приводящей к выделению амплитуды одной или нескольких мод. Амплитуды доминирующих мод определяют тип и степень упорядоченности, т.е. являются параметрами порядка.

В принципе, зная и регулируя эти параметры, характеризующие систему, создавая условия для доминирования конкретных мод можно управлять образованием различных структур.

В анализе условий возникновения временных и пространственных диссипативных структур инициирующую роль сыграло изучение динамики окислительных реакций на поверхности облучаемого материала. Был открыт целый комплекс явлений, связанных с неустойчивостями и образованием структур в поле лазерного излучения. Отметим термохимическую неустойчивость [63–65], возникающую благодаря положительной обратной связи между химической и тепловой степенями свободы вследствие роста поглощающей способности с увеличением окисного слоя, временные диссипативные структуры (осцилляции температуры), наблюдавшиеся при окислении молибдена [66] и ряда других металлов [67–70], пространственные структуры, связанные с неустойчивостью плоского фронта окисления металла под действием инфракрасного (ИК) лазерного излучения [71–73]. Возникновение последних носит пороговый характер, причем интенсивности, при которых они возникают, ограничены не только снизу, но и сверху [72]. При наличии жидкого окисного слоя на поверхности металла возможно появление неустойчивости плоского фронта кристаллизации [74]. Для пятиокси ванадия в условиях относительно низкого переохлаждения формировались обычные кристаллы V_2O_5 , а при сильном переохлаждении — дендритные кристаллы в форме прямоугольных "труб". При этом свободная поверхность V_2O_5 увеличивалась в 10^3 – 10^4 раз (что сопоставимо со степенью развития поверхности у порошков) и могла использоваться как катализатор в ряде процессов химической технологии [75]. Открылись и новые возможности управления ростом

кристаллов и гетерохимическими реакциями на их поверхности [68, 65].

В последнее десятилетие центр тяжести перемещается на изучение неустойчивостей и самоорганизации в системе дефектов. Генерация дефектов может происходить, в частности, при импульсном лазерном воздействии на полупроводники в режиме предплавления [76], при лазерно-индуцированном окислении [68], при лазерном осаждении пленок из газовой фазы [77], при лазерно-индуцированном травлении полупроводников [78] и металлов [79]. Дефекты, взаимодействуя с кристаллической решеткой, порождают упругие силы. Так, вакансии вызывает сжатие решетки (удельное уменьшение объема $\Delta\Omega = (0,3 \div 0,6)\Omega$, межузельный атом — расширение $\Delta\Omega = (1,7 \div 2,2)\Omega$) [80]. Дислокации также порождают вокруг себя упругие деформации и напряжения. Они являются источниками упругого поля, которое по своему распределению в кристалле напоминает магнитное поле постоянного тока. Подобными источниками напряжений служат и объемные дефекты (поры, трещины, преципитаты). В свою очередь все дефекты испытывают воздействие напряжений в твердом теле и через упругое поле взаимодействуют друг с другом. Система дефектов связана также с фононами, электронами проводимости, экситонами и другими квазичастицами. Так, фононы непосредственно взаимодействуют с рядом дефектов: вакансиями, дислокациями, границами зерен, инородными включениями [81].

Удаление иона при образовании вакансий, внесение дополнительного межузельного атома, смещение ионных остовов при образовании дислокаций и поверхностных дефектов вызывают появление нескомпенсированных зарядов и различных видов заряженных дефектов, испытывающих воздействие электрических сил [80].

Под действием упругих напряжений и электрических сил происходит перемещение дефектов по кристаллу. Многие проявления пластичности кристаллов непосредственно связаны с различными видами движения дислокаций. Упругое взаимодействие дислокаций с точечными дефектами (вакансиями и примесными атомами) приводит к повышенной их концентрации вблизи оси дислокаций (облака Коттрелла [80]). Эти примеси могут в значительной степени блокировать движение дислокаций, оказывая на них стабилизирующее действие. Взаимодействие дислокаций в их скоплениях около дислокационной стенки (поверхности зерен) может приводить к образованию трещин.

В результате отмеченных нелинейных взаимодействий в различных условиях и на разных материалах образуются либо периодические структуры плотности точечных дефектов (а также разных фаз), либо происходит образование различных протяженных дефектов (пор, дислокаций и т.д.). Поверхностные структуры весьма разнообразны: одномерные и двумерные решетки, концентрические кольца, радиальные и радиально-лучевые образования, спирали, лабиринты. В объеме возникают сверхрешетки точечных дефектов, например, вакансий и примесных атомов N, O, C в кристаллах переходных металлов (при содержании от 0,1 ат.% до 10 ат.%) [82–85], а также сверхрешетки протяженных дефектов: пор [86], преципитатов [83].

Самоорганизация структур отмечалась для самых разнообразных временных характеристик излучения. Так, например, для миллисекундных лазерных импуль-

сов наблюдалось образование сверхрешетки дислокаций в Si [87], для микросекундных — образование пор [54] и периодическое перераспределение примесей с ростом расстояния от поверхности [88], для непрерывного лазерного воздействия — возникновение концентрических кольцевых структур пор [77], для наносекундных — генерация сверхрешетки точечных дефектов при облучении поверхности Si [89], для пикосекундных — образование радиально-кольцевых структур при облучении пленок на металлических подложках [90].

3.2. Возникновение неустойчивостей при лазерном воздействии

Для управления образованием структур в твердом теле необходимо знание механизмов соответствующих неустойчивостей, разработка их моделей и расчет условий возникновения.

Неустойчивости, возникающие в твердом теле при лазерном воздействии, могут быть классифицированы по соответствующим нелинейным взаимодействиям, приводящим к образованию обратных связей. На ранней стадии рассматривался ряд конкретных механизмов: нелинейное взаимодействие при рекомбинации дефектов на центрах типа комплексов дефекты — примесь [91]; потеря устойчивости однородного состояния системы точечных дефектов, связанная с их восходящей диффузией по градиенту концентрации примеси замещения [92]; механизм, обусловленный эффектом вакансионного "ветра" и отклонением от локальной нейтральности при возникновении флуктуаций концентраций примесей [93]. Хотя отмеченные механизмы неустойчивостей имели вполне определенные условия реализации, они носили весьма частный характер.

В работах Емельянова с сотрудниками [77, 89, 94–98, 102] была предпринята попытка анализа проблемы с более общих позиций. Для различных ситуаций рассматривалось развитие поверхностных неустойчивостей в системе взаимодействующих полей деформации, температуры и концентрации дефектов. Эти неустойчивости получили название концентрационно-деформационно-тепловых неустойчивостей (КДТН) [94–106]. В настоящее время сформулирована общая концепция развития КДТН. При КДТН флуктуационная гармоника поля упругих деформаций среды модулирует какой-либо параметр, контролирующий пространственно-временное распределение концентрации дефектов и температуры (ширину запрещенной зоны, энергию миграции дефектов, скорость дрейфа, скорости генерации и рекомбинации дефектов). Модуляция этих величин приводит к образованию периодических пространственно-временных полей концентрации дефектов и температуры и, соответственно, к появлению сил, пропорциональных их градиентам. Эти силы при определенных критических условиях приводят к нарастанию флуктуаций исходной деформации и развитию КДТН с экспоненциально-временным ростом амплитуд фурье-гармоник полей возмущения температуры и концентраций. Развитие теории КДТН с образованием периодических структур началось с рассмотрения электронно-деформационно-тепловой неустойчивости при межзонных переходах в полупроводниках, приводящей к фазовому переходу полупроводник–металл с образованием периодических структур разных фаз [96]. В этом случае роль подсистемы дефектов играют электронно-дырочные пары. Теория

вакансионно-деформационной неустойчивости, связанная с возникновением деформационно-индуцированного дрейфа при лазерном воздействии на свободные тонкие металлические пластины или пленки и приводящая к образованию различных периодических вакансионно-деформационных структур, рассмотрена в [97, 100, 60].

Указанные неустойчивости реализуются за счет внешнего потока энергии (эндотермические КДТН). Возможны также КДТН, развивающиеся за счет внутреннего тепловыделения (экзотермические КДТН). К ним относятся кристаллизационно-деформационно-тепловая неустойчивость при лазерной кристаллизации [102] и рекомбинационные КДТН, развивающиеся за счет тепловыделения при рекомбинации дефектов [99–101, 105]. В зависимости от того, какой параметр подсистемы дефектов кристалла модулируется деформацией, можно рассматривать три разновидности КДТН, исследованные к настоящему времени. В случае дрейфовой КДТН модулируется энергия активации диффузии (в результате чего возникает деформационно-индуцированный дрейф дефектов, приводящий к их восходящей диффузии [85, 77, 97, 100]). При генерационной КДТН деформация изменяет скорости генерации дефектов и тепловыделения [95, 98]. Наконец, в случае рекомбинационной КДТН деформация влияет на скорости рекомбинации и стока дефектов [105, 101].

Общая модель КДТН была предложена в [100, 60]. Помимо того, что она охватывает довольно широкий класс неустойчивостей, возникающих под действием лазерного излучения, ряд ее аспектов может быть перенесен и на другие типы неустойчивостей.

Рассмотрим изотропное твердое тело, в котором под воздействием концентрированного потока энергии (лазерное облучение, поток высокоэнергетических частиц) генерируются подвижные точечные дефекты. Пусть $n_j(\mathbf{r}, t)$ — концентрация дефектов типа j ($j = v$ для вакансий, $j = i$ для межузлий, $j = p$ для примесей) в точке $\mathbf{r} = (x, y, z)$ в момент времени t . Основными процессами, управляющими поведением во времени системы дефектов, являются диффузия, дрейфовое движение, взаимная аннигиляция и, наконец, поглощение на стоках. С учетом этих процессов уравнения, описывающие кинетику дефектов, можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial n_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j}_j(\mathbf{r}, t) = G_j(\mathbf{r}, t) - L_j(\mathbf{r}, t), \quad (3.1)$$

$$\mathbf{j}_j(\mathbf{r}, t) = -D_j \nabla n_j(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}_j n_j(\mathbf{r}, t), \quad (3.2)$$

где $G_j = G_j(T, \varepsilon)$ (T — температура среды, $\varepsilon = \text{div} \mathbf{u}$ — упругая деформация среды, $\mathbf{u}$ — вектор смещения) — скорость генерации дефектов (для примесей $G_p \equiv 0$). Уравнение (3.2) задает поток дефектов $\mathbf{j}_j(\mathbf{r}, t)$. Первое слагаемое характеризует диффузию с коэффициентом $D_j = D_{j0} \exp(-E_{mj}/kT)$, E_{mj} — энергия активации диффузии. Второе слагаемое описывает дрейфовое движение дефектов со скоростью $\mathbf{v}_j = (D_j/kT)\mathbf{F}_j$ под влиянием силы $\mathbf{F}_j = -\nabla U$, обусловленной взаимодействием дефектов с неоднородным полем деформации. $U = -K\Omega_j \text{div} \mathbf{u}$ — энергия взаимодействия одного дефекта с полем деформации, K — модуль всестороннего сжатия, Ω_j — дилатационный параметр, характеризующий изменение объема кристалла при образовании в нем одного дефекта: для вакансий или примесей малого радиуса $\Omega_j < 0$, для

межузлий или примесей большого радиуса $\Omega_j > 0$ ($\Omega_j \approx d_0^3$, d_0 — период решетки). В (3.1) последнее слагаемое описывает потери дефектов за счет процессов взаимной рекомбинации и поглощения на стоках $L_j = L(\varepsilon, T)$.

Дефекты в кристалле вызывают деформацию среды. Эти деформации можно найти из уравнения равновесия упругого изотропного тела [82]

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad (3.3)$$

где u_i — компоненты вектора смещения. Связь между u_i и тензором деформации u_{ik} имеет вид [107]: $u_{ik} = (\nabla_i u_k + \nabla_k u_i)/2$.

Для определения тензора механических напряжений σ_{ik} выпишем выражение для плотности свободной энергии упругого континуума [81]:

$$F = K \frac{u_{ll}^2}{2} + \mu \left(u_{ik} - \delta_{ik} \frac{u_{ll}}{2} \right)^2 + \sum_j K \Omega_j u_{ll} n_j - K \alpha_T T u_{ll}, \quad (3.4)$$

где μ — модуль сдвига, α_T — коэффициент теплового расширения. При записи (3.4) центры дилатации выбирались изотропными, т.е. $\Omega_{kl} = \Omega_j \delta_{kl}$. Тогда для σ_{ik} согласно формуле $\sigma_{ik} = \partial F / \partial x_k$ имеем

$$\sigma_{ik} = K u_{ll} \delta_{ik} + 2\mu \left(u_{ik} - \delta_{ik} \frac{u_{ll}}{2} \right) + \sum_j K \Omega_j n_j - K \alpha_T T.$$

Подставляя выражения для σ_{ik} в (3.3), получим следующее уравнение для вектора смещения $\mathbf{u}$:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = c_l^2 \Delta \mathbf{u} + (c_l^2 - c_t^2) \text{grad}(\text{div} \mathbf{u}) + \sum_j \frac{K}{\rho} \Omega_j \text{grad} n_j - \frac{K \alpha_T}{\rho} \text{grad} T + G_N(\mathbf{u}), \quad (3.5)$$

где c_l , c_t — продольная и поперечная составляющие скорости звука [107]. Третье слагаемое в правой части уравнения (3.5) описывает концентрационные напряжения, обусловленные дефектами, а четвертое — термоупругие напряжения, связанные с неоднородным полем температуры. Функция $G_N(\mathbf{u})$ учитывает ангармонизм упругой среды.

Уравнение для температуры среды запишем в виде

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \Delta T = Q + \sum_{j=i,v} \Theta_j \beta_j n_j + \Theta_{iv} \mu_R n_v n_i. \quad (3.6)$$

Первый член в правой части (3.6) $Q = Q(T, n_j, \varepsilon)$ описывает нагрев среды внешним потоком энергии, а остальные два слагаемых характеризуют разогрев кристалла за счет тепловыделения при поглощении на стоках (β_j — скорость поглощения) и взаимной рекомбинации точечных дефектов (μ_R — вероятность рекомбинации); Θ_i , Θ_v , Θ_{iv} — соответствующие энергии, выделяемые в единичном объеме. По порядку величины $\Theta_j \approx E_{fj}$ (E_{fj} — энергия образования дефекта типа j), $\Theta_v + \Theta_i < \Theta_{iv}$.

При рассмотрении КДТН на поверхности уравнения (3.1)–(3.6) необходимо дополнить соответствующими начальными и граничными условиями. На свободной поверхности ($z = 0$) имеем

$$D_j \frac{\partial n_j}{\partial z} - K \Omega_j n_j \frac{D_j}{\kappa T} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} = S_j n_j, \quad \kappa \frac{\partial T}{\partial z} = \sum_{j=v,i} \Omega_j n_j S_j, \\ \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0, \\ - \frac{K \alpha_T}{\rho c_l^2} T + \frac{K}{\rho c_l^2} \sum_{j=v,i,p} \Omega_j n_j + \frac{\partial u_z}{\partial z} + (1 - 2\beta_c) \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) = 0, \quad (3.7)$$

а для $z = \infty$

$$n_j(x, y, \infty, t) = T(x, y, \infty, t) = n_j(\mathbf{r}, 0) = T(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad (3.8)$$

где S_j — скорость поверхностной рекомбинации дефектов, ось z направлена в глубь среды; $\beta_c = c_t^2 / c_l^2$.

Уравнения (3.1)–(3.6) совместно с условиями (3.7) и (3.8) представляют собой замкнутую систему уравнений, единым образом описывающую динамику развития КДТН как на поверхности, так и в объеме твердого тела, находящегося под действием внешних потоков энергии.

Конкретный анализ различных неустойчивостей проводится в следующих разделах. Он включает в себя получение дисперсионного уравнения на основе линейного анализа устойчивости стационарного состояния исходной системы типа (3.1)–(3.8), а также нахождение амплитуд возникающих структур, зависящих от характеристик лазерного излучения и параметров среды.

4. Упорядоченные структуры точечных дефектов

4.1. Диффузионно-деформационная неустойчивость

Пространственные структуры точечных дефектов, возникающих под действием лазерного излучения в диапазоне интенсивностей 10^3 – 10^5 Вт см⁻², наблюдаются как на поверхности (и в тонких пленках), так и в объеме твердых тел. Управление образованием различных структур осуществляется на основе информации, содержащейся в лазерном луче. Оказывается возможным регулирование параметров и даже типа структур не только для разных неустойчивостей, но и в рамках одной неустойчивости. Рассмотрим эти возможности на примере диффузионно-деформационной неустойчивости (ДДН), физический механизм возникновения которой можно представить себе следующим образом [85, 94]. Флуктуационная гармоника упругой деформации среды приводит к появлению деформационно-индуцированного дрейфа точечных дефектов. За счет перераспределения дефектов появляются силы, пропорциональные градиенту их концентрации ($F \propto \nabla n$). Эти силы при превышении определенной критической концентрации дефектов n_* усиливают малую затравочную деформацию — возникает неустойчивость.

Рассмотрим процессы возникновения ДДН в металлических пленках (толщиной h) на диэлектрической

подложке, нагреваемой сфокусированным непрерывным излучением лазера. Предполагается, что подложка оптически непрозрачна, а поле температуры $T = T(\mathbf{r})$ установившееся. Ось z перпендикулярна поверхности пленки, лежащей между плоскостями $z = h/2$ и $z = -h/2$. Поскольку пленка слабо связана с подложкой, она может подвергаться воздействию изгибной деформации, приводящей к возникновению дрейфового потока дефектов (вакансий). Система, описывающая ДДН в пленках, включает в себя уравнение для плотности вакансий на поверхности $n_v(z = h/2, \mathbf{r}, t) \equiv n(\mathbf{r}, t)$ и уравнение для координаты изгибной деформации пленки $\xi(x, y, t)$, равной смещению вдоль оси z точек среды, лежащих на нейтральной плоскости ($z = 0$) [60, 100]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n - \frac{DK\Omega h}{4\kappa T} \operatorname{div}[n \operatorname{grad}(\Delta \xi)], \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\frac{c^2 h^2}{12} \Delta^2 \xi + c_{\parallel}^2 \Delta \xi + G_N(\xi) + \frac{\sigma_{\perp} - \Omega \kappa n}{\rho h}. \quad (4.2)$$

Здесь $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; $\Omega \equiv \Omega_v$; $c_{\parallel}^2 = E/(1 - \sigma^2)\rho$ [107], E — модуль Юнга, σ — коэффициент Пуассона, $c_{\parallel}^2 = \sigma_{\parallel}/\rho$; $\sigma_{\parallel}$, $\sigma_{\perp}$ — аксиально симметричные напряжения в пленке, направленные вдоль и перпендикулярно поверхности пленки соответственно, возникающие благодаря пространственно неоднородному аксиально симметричному нагреву ($\sigma_{\parallel} = \sigma_{\perp}$). Последний член в (4.2) учитывает локальное уменьшение $\sigma_{\perp}$ при возникновении вакансий. При выводе (4.1) учтено, что деформация растяжения и сжатия связана с изгибом пленки формулой: $\operatorname{div}[\mathbf{u}(z = h/2)] = -(h/4)\Delta \xi$ [107] и $n(z = h/2) \gg n(z = -h/2)$.

Линейный анализ устойчивости пространственно однородного решения (n_0, ξ_0) системы уравнений (4.1), (4.2) по отношению к малым неоднородным возмущениям $n_1(\mathbf{r}, t)$ и $\xi_1(\mathbf{r}, t)$ ($n_1 \ll n_0$, $\xi_1 \ll \xi_0$) вида $n_1, \xi_1 \propto \exp(\gamma t) J_0(\kappa \mathbf{r})$ (J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, κ — волновое число возмущений) приводит к дисперсионному уравнению [60]

$$\gamma(\kappa) = D\kappa^2 [g_{\parallel}(l_{\parallel}^2 \kappa^2 + 1)^{-1} - 1], \quad g_{\parallel} = \frac{n_0(K\Omega)^2}{4\kappa T\sigma_{\parallel}}, \quad l_{\parallel}^2 = \frac{(hc)^2}{12c_{\parallel}^2}. \quad (4.3)$$

Отсюда следует, что при $n > n_* = 4\kappa T\sigma_{\perp}/(K\Omega)^2$ существует интервал значений волнового числа $0 < \kappa^2 < \kappa_0^2$, для которых $\gamma > 0$, т.е. амплитуды фурье-гармоник возмущений со временем неограниченно нарастают. В результате в системе возникает неустойчивость, развитие которой приводит к образованию связанных периодических структур вакансий и изгибной деформации в виде концентрических колец.

Максимальное значение инкремента неустойчивости γ_m достигается при $\kappa^2 = \kappa_m^2 = (\sqrt{g_{\parallel}} - 1)/l_{\parallel}^2$:

$$\gamma_m = \frac{D(g_{\parallel} + 1 - 2\sqrt{g_{\parallel}})}{l_{\parallel}^2}, \quad (4.4)$$

а период кольцевой структуры составляет

$$d = \frac{2\pi}{\kappa_m} = \frac{2\pi l_{\parallel}}{\sqrt{\sqrt{g_{\parallel}} - 1}}. \quad (4.5)$$

Причина возникновения периодических кольцевых структур вакансий и деформаций состоит в появлении дрейфового потока вакансий за счет изгибной деформации ($g_{\parallel} \neq 0$) и наличии $\sigma_{\parallel} \neq 0$ в пленке ($\kappa_m \rightarrow 0$ при $\sigma_{\parallel} \rightarrow 0$), благодаря чему зависимость $\gamma(\kappa)$ имеет максимум. При этом на фоне однородных флуктуаций ($\kappa \equiv 0$) возникают неоднородные флуктуации n_1 с волновым числом κ_m и нарастающие со скоростью $\propto \gamma_m$, на несколько порядков превышающей скорость нарастания однородных флуктуаций.

Стабилизация возникающей неустойчивости происходит благодаря ангармонизму упругого континуума. Для стационарного режима в одномерном случае (выделяя ось x), с учетом выражения для $G_N(\xi)$ [107] система уравнений (4.1) и (4.2) принимает вид

$$\frac{\partial^2 n_1}{\partial x^2} = \frac{K\Omega h n_0}{4\kappa T} \frac{\partial^4 \xi_1}{\partial x^4}, \quad (4.6)$$

$$\frac{c^2 h^2}{12} \frac{\partial^4 \xi_1}{\partial x^4} - \frac{c^2}{2} \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial x^2} \left(\frac{\partial \xi_1}{\partial x} \right)^2 - c_{\parallel}^2 \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial x^2} + \frac{\sigma_{\perp} \Omega}{\rho h} n_1 = 0. \quad (4.7)$$

Подставляя в (4.6) и (4.7)

$$n_1 = n_{\kappa_m} \cos(\kappa_m x), \quad \xi_1 = \xi_{\kappa_m} \cos(\kappa_m x), \quad (4.8)$$

получаем выражения стационарных фурье-амплитуд полей концентрации вакансий и изгибной деформации с $\kappa = \kappa_m$ для одномерной решетки

$$n_{\kappa_m} = \frac{\sqrt{6} c_{\parallel}^2}{\Omega c^2} g_{\parallel}^{5/4} (\sqrt{g_{\parallel}} - 1), \quad \xi_{\kappa_m} = \frac{h g_{\parallel}^{1/4}}{\sqrt{6}}. \quad (4.9)$$

В случае изотропной среды и аксиально-симметричного распределения температуры $T(\mathbf{r})$ все направления вектора κ_m равноправны. Результирующие поля n_1 и ξ_1 получим, заменяя в (4.8) $\cos(\kappa_m x)$ на $\cos(\kappa_m r) = \cos(\kappa_m r \cos \varphi)$ (r, φ — полярные координаты в плоскости пленки) и интегрируя по φ в интервале $(0, 2\pi)$:

$$n_1 = n_{\kappa_m} J_0(\kappa_m r), \quad \xi_1 = \xi_{\kappa_m} J_0(\kappa_m r). \quad (4.10)$$

Формулы (4.10) описывают периодические распределения вакансий и изгибной деформации в пленке в виде концентрических колец с периодом (4.5). Для систем с двумя типами дефектов (вакансии и межузлия) развитие ДДН рассматривалось в [100].

Помимо одномерных и кольцевых решеток в результате развития ДДН в пленке могут возникать также структуры типа радиальных лучей. Их образование происходит при аксиальной симметрии лазерного поля и существенной зависимости интенсивности лазерного излучения от радиальной координаты [96].

Пусть интенсивность в лазерном пятне имеет гауссово распределение: $I = I_0 \exp(-r^2/r_0^2)$. Тогда на поверхности пленки $z = h/2$ при условии $h \ll r_0$ возникает распределение температуры: $T = T_0 \exp(-r^2/r_0^2)$, T_0 — температура в центре лазерного пятна ($r = 0$). Полагая, что генерация дефектов происходит по тепловому механизму, для их стационарного распределения имеем ($kT_0 \ll E_f$): $n_0(r) = n_0 \exp(-r^2/r_{\Phi}^2)$, $r_{\Phi} = r_0 \sqrt{kT_0/E_f} \ll r_0$.

Уравнение для n_1 принимает вид

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = D\Delta n_1 - \frac{DK\Omega h n_0}{4\kappa T} \Delta^2 \xi \exp\left(-\frac{r^2}{r_{\Phi}^2}\right), \quad (4.11)$$

а уравнение для ξ_1 остается без изменений.

Решение уравнений (4.11), (4.2) ищем в виде радиальных лучей:

$$n_1, \xi_1 \propto \left(\frac{r}{r_{\text{эф}}}\right)^m \cos(m\varphi) \exp\left(-\frac{r^2}{r_{\text{эф}}^2}\right), \quad (4.12)$$

где $m \gg 1$ — целое число. Подставляя решения (4.12) в (4.2) и (4.11), получим дисперсионное уравнение, имеющее тот же вид, что и для одномерных решеток с заменой κ^2 на $\tilde{\kappa}^2 = 4m/r_{\text{эф}}^2$. Число лучей в структуре $m \approx \pi^2 r_{\text{эф}}^2/d^2$. Оно находится аналогично предыдущему случаю из условия $\kappa_m^2 = \tilde{\kappa}^2$. При характерных значениях параметров $r_{\text{эф}} = 0,01$ см, $d = 3 \times 10^{-3}$ см имеем $m = 10^2$.

Таким образом, в рамках конкретной неустойчивости (ДДН) могут возникать структуры различного типа в зависимости от параметров излучения и самого образца. Образование одномерных решеток, концентрических кольцевых, радиальных структур определяется пространственными характеристиками лазерного излучения (равномерное облучение всего образца, лазерное пятно с однородным распределением интенсивности, круглое пятно с зависимостью интенсивности от радиуса). Могут быть получены и более сложные структуры. Изменяя пространственные характеристики лазерного луча, можно эффективно управлять созданием конкретных (заданных) поверхностных структур.

Использование ДДН позволяет также воздействовать на гетерограницы в твердом теле, в частности на границу пленка–подложка. В [77] при лазерном осаждении из газовой фазы поликристаллических пленок молибдена экспериментально наблюдалось кольцевое концентрическое отслоение пленки. Это связано с развитием ДДН, когда флуктуационно возникает неоднородное поле изгибной деформации, вызывающее дрейфовые потоки, направленные против диффузии в системе вакансий. Области сжатия притягивают вакансии, а области растяжения отталкивают. Локализуясь в областях сжатия, вакансии сами деформируют пленку, усиливая исходные флуктуации изгибной деформации. Возникающая таким образом положительная обратная связь приводит к неустойчивости и, как следствие, к образованию в местах локализации вакансий высокого пересыщения, достаточного для появления и роста кластеров вакансий — пор. В местах расположения скоплений пор ослабляется адгезия пленки с подложкой и происходит периодическое концентрическое отслаивание пленки.

Приведем численные оценки. При характерных значениях констант $\Omega = 10^{-23}$ см³, $K = 5 \times 10^{11}$ эрг см⁻³, $\alpha_T = 10^{-3}$ град⁻¹, $T = 500$ °С критическая концентрация вакансий составляет $n_* = 8 \times 10^{18}$ см⁻³. В условиях эксперимента [77] $h = 5 \times 10^{-6}$ см, $E = 10^{11}$ эрг см⁻³, $\sigma_{\parallel} = 10^9$ эрг см⁻³, $\sigma \ll 1$ имеем $l_{\parallel} \approx \sqrt{10}h \approx 10^{-5}$ см. Тогда в (4.3) нужно полагать $g_{\parallel} = 1 + \delta$ (где $\delta \ll 1$). Так что $\delta \approx 2\kappa_m^2 l_{\parallel}^2 = 8\pi^2 l_{\parallel}^2/d_{\text{экс}}^2 \approx 10^{-2}$ при $d_{\text{экс}} \approx 3 \times 10^{-3}$ см [77]. Из (4.4) имеем $\gamma_m \approx D\delta^2/2l_{\parallel}^2 \approx 0,5$ с⁻¹ при $D \approx 10^{-6}$ см² с⁻¹. Формирование вакансионной структуры с периодом $d_{\text{экс}}$ происходит за время $\gamma_m^{-1} \approx 2$ с, что вполне согласуется с условиями эксперимента [77], где время осаждения равнялось 20 с. Если принять, что при малых толщинах пленки основным стоком для вакансий является поверхность, то в стационарном случае $n_0 = c_1 h^2$ ($c_1 = \text{const}$). Тогда из (4.3) и (4.5) имеем для периода $d = 2\pi l_{\parallel}/(c_1 h - 1)^{1/2}$.

Таким образом, формирование кольцевых структур вакансий происходит лишь при толщинах пленки $h > h_*$, в соответствии с экспериментом [77].

Если в пленке имеются примеси замещения двух типов, отличающиеся энергиями активации диффузии, удовлетворяющими неравенству: $E_1 < E_a < E_2$ (E_a — энергия миграции собственных атомов решетки), то при диффузии более подвижные примесные атомы будут собираться в областях сжатия, а менее подвижные — в областях растяжения. В результате при лазерном облучении середина пленки будет очищаться от примесей. Характерные времена лазерной "очистки" составляют доли секунды [100].

4.2. Рекомбинационно-деформационная неустойчивость

В кристаллах, содержащих различные стоки с высокой плотностью, образование упорядоченных структур дефектов связано с рекомбинационно-деформационной неустойчивостью (РДН) [99, 100], физическая суть которой состоит в следующем. При возникновении деформации среды за счет генерации дефектов модулируется активационный барьер E процесса самодиффузии дефектов вблизи стоков ($\tilde{E} = E + \Theta \text{div } \mathbf{u}$, $E = E_f + E_m$, Θ — потенциал деформации). Связанная с этим модуляция интенсивностей стоков (I_s), в свою очередь, ведет к дополнительному росту флуктуации деформации, и при плотности дефектов, превышающей критическую, за счет положительной обратной связи развивается РДН.

Рассмотрим сначала РДН в тонких металлических пластинках (или пленках) [105]. Предполагается, что внешняя накачка с не зависящей от времени скоростью создает в среде точечные дефекты (для определенности вакансии) с плотностью, убывающей при удалении от поверхности $z = h/2$ в глубь среды, а коэффициенты поверхностной диффузии и рекомбинации существенно превышают соответствующие величины в объеме ($D_s \gg D$, $\beta_s \gg \beta$). Пластика лежит между плоскостями $z = -h/2$ и $z = h/2$. Тогда кинетику развития РДН можно описать следующей системой уравнений [105]:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} = D_s \Delta n_s + G_s - \sum_j I_s^j(\xi) \rho_j, \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\frac{c^2 h^2}{12} \Delta^2 \xi + G_N(\xi) + \frac{\Omega K n_s}{\rho h}, \quad (4.14)$$

где $n_s = n(z = h/2)$ — плотность вакансий на поверхности пластины ($n(z = h/2) \gg n(z = -h/2)$), $\Delta_s = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, G_s — поверхностный источник, ρ_j , I_s^j — соответственно плотность и интенсивность стоков типа j . В (4.13) суммирование проводится по всем стокам: как имеющимся в пластине, так и генерирующимся в процессе облучения. В случае, когда роль стоков играют микроскопические поры (кластеры вакансий) и дислокации, для $I_s^j(\xi)$ имеем [116]

$$I_s^j(\xi) = Z_j \left[D_s n_s - D_0 N_0 \exp\left(-\frac{\tilde{E}(\xi)}{kT}\right) \right],$$

где N_0 — число узлов решетки, Z_j характеризует эффективность поглощения точечных дефектов стоками типа j (для пор $Z_h = 4\pi R$; R — средний радиус пор, для дислокаций $Z_d = 2\pi/\ln(2R_d/L_d)$, $L_d = \mu b(1 + \sigma)\Omega/[3(1 - \sigma)\pi kT]$; R_d — среднее расстояние между дислока-

циями в кристалле, связанное с плотностью дислокаций ρ_d соотношением $R_d \approx (\pi\rho_d)^{-1/2}$. Параметр Z_j может меняться со временем. Однако если время развития неустойчивости γ^{-1} значительно меньше, чем характерное время изменения Z_j , то можно считать, что $Z_j = \text{const}$.

Полагая $n_s = n_0 + n_1$, $\xi = \xi_0 + \xi_1$ и линеаризуя по малым добавкам вида $n_1 = n_\kappa \exp(\gamma t + i\kappa x) + \text{к.с.}$, $\xi_1 = \xi_\kappa \exp(\gamma t + i\kappa x) + \text{к.с.}$, где n_κ , ξ_κ — амплитуды фурье-гармоник, получим дисперсионное уравнение РДН в виде [105]:

$$\gamma(\kappa) = -D\kappa^2 - \beta_{s0} \left(1 - n_0 6K\Omega \frac{\Theta}{\rho c^2 h^2 k T \kappa^2} \right). \quad (4.15)$$

Здесь $\beta_{s0} = q_s^2 D$, $q_s^2 = \sum_j Z_j \rho_j$ — сумма сил стоков, причем q_s^{-1} является длиной диффузионного пробега дефекта до его поглощения ближайшим стоком.

Как следует из (4.15), при

$$n_0 \geq n_*(\kappa) = (\kappa^2 + q_s^2) \frac{\rho(ch\kappa)^2 k T}{6K\Omega\Theta q_s^2} \quad (4.16)$$

инкремент $\gamma \geq 0$, и в пластине развивается РДН с образованием различных структур.

Стабилизация РДН происходит благодаря нелинейности изгибной деформации, т.е. за счет $G_N(\xi)$. При превышении параметром накачки критического значения (4.16) возникают стационарные фурье-амплитуды n_κ и ξ_κ , значения которых следуют из (4.13) и (4.14), где $\partial n_s / \partial t \equiv 0$:

$$\xi_\kappa = -\frac{h}{\sqrt{6}} \left(\frac{\kappa_0^2}{\kappa^2} - 1 \right)^{1/2}, \quad n_\kappa = \frac{(\kappa h)^2 n_0 \Theta}{\sqrt{24} k T} \left(\frac{\kappa_0^2}{\kappa^2} - 1 \right)^{1/2}, \quad (4.17)$$

$\kappa_0^2 = n_0 6K\Omega\Theta / [k T \rho(ch)^2]$ — максимальное значение волнового вектора, при превышении которого амплитуды фурье-гармоник затухают, поскольку для них $\gamma < 0$ (см. (4.15)).

Результатирующая картина ξ_1 и n_1 определяется суммой независимых фурье-гармоник с волновыми векторами из интервала $0 < \kappa < \kappa_0$

$$n_1 = \sum_\kappa n_\kappa \exp(\gamma t + i\kappa x) + \text{к.с.}, \quad \xi_1 = \sum_\kappa \xi_\kappa \exp(\gamma t + i\kappa x) + \text{к.с.} \quad (4.18)$$

Подставляя (4.17) в (4.18) и переходя от суммирования к интегрированию в случае изотропности среды и однородности распределения интенсивности в лазерном пятне, получим

$$\xi_1 = h^2 \frac{J_1(\kappa_0 x)}{\sqrt{6} x}, \quad n_1 = \frac{n_0 h^3 \Theta}{4kT} \left[\frac{\kappa_0^2}{x} J_{-1}(\kappa_0 x) - \frac{\kappa_0}{x^2} J_0(\kappa_0 x) + \left(\frac{4}{\kappa_0^2 x^2} - \frac{3}{2} \right) \frac{\kappa_0^2}{x} J_1(\kappa_0 x) + \frac{2\kappa_0}{x^2} J_2(\kappa_0 x) + \frac{\kappa_0^2}{2x} J_3(\kappa_0 x) \right],$$

где J_v ($v = -1, 0, 1, 2, 3$) — функции Бесселя первого рода.

Таким образом, благодаря развитию РДН в пластине образуется решетка связанных полей изгибной деформации

и плотности вакансий в виде концентрических колец. Период этой решетки

$$d = 2\pi h c \sqrt{\frac{\rho k T \beta_{s0}}{6G_s \Theta K \Omega}} \quad (4.19)$$

с ростом толщины растет, а с увеличением скорости генерации дефектов уменьшается. Образование вакансионно-деформационных структур за счет РДН носит пороговый характер; инкремент этих структур γ пропорционален G_s . Поскольку $n_0 \propto \exp(-E_f/kT)$, из (4.19) следует, что $d \propto T^{1/2} \exp(-E_f/2kT)$, т.е. период решетки быстро убывает с ростом температуры.

При характерных значениях параметров среды порог РДН составляет величину $n_* = 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При $n_0 = 1,1n_*$ из (4.19) имеем для периода $d = 6 \times 10^{-4} \text{ см}$. Характерное время образования поверхностных структур за счет РДН $t_m = \gamma_m^{-1} = (n_*/n_0)\beta_{s0}^{-1} \approx 10^{-3} \text{ с}$ при $\rho_d = 10^8 \text{ см}^{-2}$, $D_s = 10^{-6} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, возникновение структур за счет РДН возможно при действии лазерных импульсов длительностью $\tau_n \geq 10^{-3} \text{ с}$.

Перейдем к анализу РДН в полубесконечной среде. Предполагается, что твердое тело заполняет полупространство $z > 0$. Пусть на его поверхность ($z = 0$) нормально падает лазерный импульс с распределением интенсивности $I = I_0 \exp(-\alpha z)$, где $I_0 = I_0(\mathbf{r})H(t)$; $H(t) = 1$ при $0 < t < \tau_n$; $H(t) = 0$ при $t < 0$ и $t > \tau_n$; $\mathbf{r} = (x, y)$. При $I_0(\mathbf{r}) = \text{const}$ для стационарного распределения температуры имеем: $T = T_0 \exp(-\alpha z)$. Если считать, что генерация вакансий происходит по тепловому механизму, то для стационарного однородного распределения вакансий при $E_f \gg kT_0$ получим $n_0(z) = n_0 \exp(-\alpha_0 z)$, где $\alpha_0 = \alpha(E_f/kT_0)$. Полагается, что α_0^{-1} много меньше характерной глубины изменения $\text{div } \mathbf{u}_1$.

Тогда систему уравнений для флуктуаций плотности дефектов n_1 и вектора смещения среды $\mathbf{u}_1$ можно записать в виде

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = D\Delta n_1 - \beta_0 n_1 - \frac{\Theta \beta_0 n_0}{\kappa T} \exp(-\alpha_0 z) \text{div } \mathbf{u}_1 (z = 0), \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}_1}{\partial t^2} = c_\tau^2 \Delta \mathbf{u}_1 + (c_l^2 - c_\tau^2) \text{grad}(\text{div } \mathbf{u}_1) - \frac{K\Omega}{\rho} \text{grad } n_1, \quad (4.21)$$

с граничными условиями

$$\frac{\partial n_1}{\partial z} (z = 0) = 0, \quad n_1(z = \infty) = 0,$$

$$\frac{\partial u_{1x}}{\partial z} + \frac{\partial u_{1z}}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{n_1 K\Omega}{\rho c_l^2} + \frac{\partial u_{1z}}{\partial z} + (1 - 2\beta_0) \frac{\partial u_{1x}}{\partial x} = 0. \quad (4.22)$$

Задавая при $z = 0$ деформацию $\text{div } \mathbf{u}_1 = \varepsilon_1$ в виде одномерных решеток $\text{div } \mathbf{u}_1 = A_\kappa \exp(i\kappa x + \gamma t) + \text{к.с.}$, находим решение уравнения (4.20):

$$n_1 = A_\kappa \frac{q_s^2 n_0 K\Omega}{k T_0 \alpha_0 \delta_0} \exp(-\delta_0 z + i\kappa x + \gamma t), \quad (4.23)$$

где $\delta_0^2 = \kappa^2 + (\gamma + \beta_0)/D$, δ_0^{-1} — глубина проникновения n_1 в среду. При получении (4.23) учтено, что $\alpha_0 \gg \delta_0$.

Представляя вектор смещения в виде $\mathbf{u} = \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_\tau$ [107] ($\text{div } \mathbf{u}_\tau = 0$, $\text{rot } \mathbf{u}_l = 0$) из (4.21) получим уравнения для

векторов $\mathbf{u}_l$ и $\mathbf{u}_\tau$:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}_l}{\partial t^2} = c_l^2 \Delta \mathbf{u}_l - \frac{K\Omega}{\rho} \text{grad } n, \quad \frac{\partial^2 \mathbf{u}_\tau}{\partial t^2} = c_\tau^2 \Delta \mathbf{u}_\tau. \quad (4.24)$$

Решение системы (4.24) запишем в виде

$$\mathbf{u}_j = [\mathbf{B} \exp(-\kappa_j z) + \delta_{j,l} \mathbf{D} \exp(-\delta_0 z)] \exp(i\kappa x + \gamma t), \quad (4.25)$$

где $j = l, \tau$; $\delta_{j,l} = 0$ при $j = \tau$; $\delta_{j,l} = 1$ при $j = l$; $\kappa_{\tau,l}^2 = \kappa^2 + \gamma^2/c_{\tau,l}^2$.

Подставляя (4.23) и (4.25) в граничные условия (4.22), получаем систему линейных алгебраических уравнений. Из условия существования нетривиального решения этой системы находится дисперсионное уравнение РДН на поверхности полубесконечной среды:

$$(\kappa_\tau^2 + \kappa^2)^2 - 4\kappa^2 \kappa_l \kappa_\tau = \frac{D\gamma^2 W[(\kappa_\tau^2 + \kappa^2)^2 - 4\kappa^2 \kappa_\tau \delta_0]}{\gamma^2 D^2 \alpha_0 \delta_0 + c_l^2 (W - D\alpha_0 \delta_0)(\gamma + \beta_0)}, \quad (4.26)$$

где параметр внешней накачки W определяется выражением

$$W = \frac{\beta_0 n_0 K \Omega \Theta}{k T \rho c_l^2}.$$

Левая часть уравнения (4.26) представляет собой рэлеевский определитель, задающий закон дисперсии свободных поверхностных акустических волн [107]; правая часть связана с лазерной генерацией дефектов.

Уравнение (4.26) по структуре совпадает с дисперсионным уравнением электронно-деформационной неустойчивости, рассмотренной в [96]. Оно имеет три вида решений, описывающих три качественно различных вида неустойчивостей.

а) При учете вязкости (путем замены в (4.26) $c_{l,\tau}^2$ на $c_{l,\tau}^2(1 + \eta_{l,\tau}\gamma/\rho c_{l,\tau}^2)$, где $\eta_\tau = \eta$, $\eta_l = 4\eta/3 + \zeta$, η и ζ — первый и второй коэффициенты вязкости) дисперсионное уравнение (4.26) описывает лазерную генерацию поверхностных акустических волн $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2$; $\gamma_1 > 0$, $\gamma_2 \gg \gamma_1$.

б) Неустойчивость частот акустических волн $\gamma_1 < 0$, $\gamma_2 \rightarrow 0$.

в) Генерация поверхностных упорядоченных структур ($\gamma_1 > 0$, $\gamma_2 = 0$).

Из (4.26) дисперсионное уравнение статических структур получим (при условии $\gamma/c_{l,\tau}$; $(\gamma + \beta_0)/D\kappa^2 \ll 1$) в виде ($\gamma_1 = \gamma$)

$$\gamma = \frac{2W\kappa}{\alpha_0} - 2D\kappa^2 - \beta_0.$$

Максимальный инкремент соответствует $\kappa = \kappa_m = W/2D\alpha_0$ и равен $\gamma_m = 2D\kappa_m^2 - \beta_0$. Критическое значение параметра накачки определяется из условия $\gamma = 0$: $W_* = \alpha_0(2D\kappa^2 + \beta_0)/2\kappa$. Вблизи порога неустойчивости $W = 1,1W_*$ и $D = 10^{-6} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, $\kappa_m = 6 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_0 = 10^4 \text{ см}^{-1}$, $K = 10^{11} \text{ эрг см}^{-2}$, $T = 10^3 \text{ К}$. Для инкремента получаем оценку $\gamma_m = 10^3 \text{ с}^{-1}$. Для критической плотности вакансий имеем $n_* = 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, развитие РДН (как и ДДН) на поверхности твердых тел приводит в линейном режиме к образованию одномерной решетки плотности дефектов и спаренной с ней решетки деформации. Период решетки с максимальным инкрементом γ_m равен $d = 4\pi\kappa T\alpha_0/$

$/\rho_d n_0 \Theta \Omega$. Уменьшение d с ростом температуры связано с ростом плотности равновесных дефектов ($n_0 = \exp(-E_f/kT_0)$).

Кроме одномерных (или двумерных) решеток, в результате развития РДН, как и в случае ДДН, на поверхности могут возникать структуры в виде радиальных лучей. Для этих структур дисперсионные зависимости описываются также уравнением (4.26), но с заменой $\kappa^2 = 4m/r_0^2$.

Таким образом, для обоих типов неустойчивостей ДДН и РДН связи между типом поверхностной структуры и пространственными характеристиками лазерного излучения аналогичны. Различия относятся к зависимостям параметров образующихся структур от конкретных факторов, а также к временным характеристикам излучения. Все это указывает на возможности управления образованием структур (в том числе достаточно сложных) путем варьирования параметров лазерного облучения.

4.3. Временные диссипативные структуры

При лазерном облучении помимо пространственных структур могут наблюдаться также временные диссипативные структуры температур и плотности взаимодействующих частиц (автоколебания). В последнее время они активно исследуются в системе экситонов [108], в плазме [109], в полупроводниках [110]. Возникновение автоколебаний температуры и плотности точечных дефектов облучаемого кристалла обусловлено нелинейной обратной связью между скоростью рекомбинации и температурой [111]. При облучении в системе устанавливается определенное квазиравновесное распределение температуры и плотности дефектов. Флуктуационное повышение температуры приводит к усилению процессов аннигиляции и передаче энергии решетке, что в свою очередь ведет к повышению температуры. Затем плотность дефектов падает, убывает скорость аннигиляции, уменьшается температура, число дефектов вновь возрастает и процесс повторяется.

Рассмотрим возникновение автоколебаний в кристаллической тонкой пластинке, охлаждаемой термостатом с температурой T_i , в которой под влиянием облучения с не зависящей от времени и пространственной координаты скоростью $\mathcal{G}$, создаются точечные дефекты, для определенности вакансии. Если тепловое равновесие в кристалле (время тепловой релаксации $t_\chi = h^2/\chi$) устанавливается много быстрее, чем равновесие кристалла с термостатом ($t_i = h\chi/b\chi$), т.е. $t_\chi \ll t_i$ или $h \ll \chi/b$, где b характеризует теплообмен с термостатом, то можно считать, что температура и плотность дефектов в пластинке распределены однородно. В этих предположениях из общей модели КДТН в пренебрежении деформационными эффектами, имеем

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \mathcal{G} - \beta(T)n, \\ C\rho \frac{dT}{dt} &= Q + E_f\beta(T)n - \frac{2b(T_i - T)}{h}. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Система (4.27) имеет стационарное решение, определяемое соотношениями

$$\mathcal{G} = \beta(T_0)n_0, \quad \frac{(Q + E_f\mathcal{G})h}{2b} = T_0 - T_i. \quad (4.28)$$

Линейный анализ устойчивости стационарного состояния (4.28) по отношению к временным флуктуациям $\propto \exp(\gamma t)$ для γ приводит к дисперсионному уравнению вида [111]

$$\gamma^2 + A\gamma + B = 0, \\ A = \frac{2b/h + C\rho\beta - \mathcal{G}E_f E_m / kT_0^2}{C\rho}, \quad B = \frac{2b\beta}{h}.$$

Нетрудно заметить, что при $\mathcal{G} \rightarrow \infty$, $T \rightarrow \infty$ все $\text{Re}(\gamma)$ отрицательны и стационарное решение устойчиво. Если же $\mathcal{G} < \mathcal{G}_* = (2b/h + C\rho\beta)kT_0^2/E_f E_m$, то решение системы (4.27) есть предельный цикл с периодом $2\pi/\text{Im}(\gamma)$. При этом в системе возникает самовозбуждающийся режим релаксации, при котором плотность вакансий и температура среды совершают колебания.

Автоколебания в данной системе возникают при накачках порядка 10^{17} – 10^{18} см $^{-3}$ с $^{-1}$ и температурах порядка комнатной и ниже. Амплитуда колебаний температуры и плотности дефектов составляют ~ 10 К и 50 % от среднего значения. Частота $\omega = (1 \div 10)$ с $^{-1}$ [111]. С ростом плотности стоков область неустойчивости сужается, а частота возрастает. В кристаллах, содержащих одновременно как вакансии, так и межузельные атомы согласно [111] наблюдается сильная зависимость размеров области неустойчивости от разности энергий миграции дефектов. Область неустойчивости максимальна, если их отношение равно единице, и исчезает совсем, если это отношение порядка нескольких единиц.

В [112] дополнительно учитывается роль различных ловушек, присутствующих в реальных кристаллах и способных захватывать точечные дефекты, образуя комплексы с вакансиями или межузельными атомами. Эти комплексы могут служить эффективными центрами аннигиляции вакансий и межузельных атомов. Отмечалось, что температура существования автоколебаний по сравнению с "чистыми" кристаллами повышается с 300 до 700 К [112].

В примесных кристаллах положительная обратная связь возникает следующим образом: при флуктуационном увеличении температуры происходит распад комплексов, высвобождается часть дефектов, захваченных на стоках, что приводит к увеличению скорости аннигиляции и росту температуры. Период автоколебаний в этом случае значительно больше ($\sim 10^2$ с), а область их существования шире. Расширение области существования автоколебаний обусловлено возможностью накопления дефектов за счет образования комплексов и увеличением запасенной дефектами энергии.

Регулирование временных диссипативных структур может проводиться на основе дополнительного модулирования тех или иных параметров системы.

5. Пространственные структуры протяженных дефектов

5.1. Кластеризация точечных дефектов

При лазерном облучении может происходить пороговое образование кластеров точечных дефектов (пор, дислокационных петель различного типа и т.д.), а также упорядоченных структур (сверхрешеток) протяженных дефектов в объеме и на поверхности твердых тел.

По объемным дефектам еще до лазерных исследований существовал большой задел, связанный с результатами облучения высокоэнергетичными частицами [113]. Вакансионные поры, представляющие собой кластеры вакансий размером в десятки нм, обуславливали радиационное распухание различных деталей и узлов, функционирующих в активной зоне ядерных реакторов.

Эффекты кластеризации однотипных дефектов (вакансий, межузельных атомов, примесных атомов) в такие образования, как вакансионные поры, дислокационные петли можно трактовать как ДДН однородного состояния системы точечных дефектов [108]. В рамках общей системы КДТН, применяя операцию дивергенции к обеим частям уравнения (3.5), в приближении адиабатичности поля деформации имеем

$$\text{div } \mathbf{u} = K\Omega n. \quad (5.1)$$

Тогда из (3.2) с учетом (5.1) получаем для диффузионного потока

$$\mathbf{j} = -D \left(1 - \frac{\Omega^2 K n}{kT} \right) \nabla n. \quad (5.2)$$

Учет упругой деформации приводит здесь к появлению дополнительного вклада в ток, направленного против обычной диффузии в системе с однотипными дефектами ($\Omega^2 > 0$ для $\Omega > 0$ и $\Omega < 0$). Для разнотипных дефектов ($\Omega; \Omega_v < 0$) дополнительный поток совпадает по направлению с диффузионным. Дефекты с $\Omega < 0$, например вакансии или примесные атомы малого радиуса, вызывают сжатие решетки (уменьшение объема), причем области сжатия являются притягивающими для дефектов с $\Omega < 0$ и отталкивающими для дефектов с $\Omega > 0$.

Количественные условия возникновения кластеров в системе однотипных дефектов, например вакансий, найдутся при подстановке (5.2) в уравнение (3.1) и линеаризации его в окрестности однородного решения ($n_0 = \mathcal{G}/\beta_0$). Тогда для инкремента неустойчивости имеем

$$\gamma = -D\kappa^2 \left(1 - \frac{\Omega^2 K n_0}{kT} \right) - \beta_0.$$

Отсюда следует, что система неустойчива, если

$$\mathcal{G} > \mathcal{G}_* = \frac{kT\beta}{\Omega^2 K}, \quad \kappa^2 D > \frac{\beta_0 kT}{\Omega^2 K n_0 kT}. \quad (5.3)$$

Физически выполнение условий (5.3) эквивалентно локальному изменению знака эффективного коэффициента диффузии вакансий. Это означает, что однородное распределение вакансий, начиная с некоторой критической скорости их образования, определяемой температурой, дилатационным объемом дефекта, модулем всестороннего сжатия и плотностью стоков, становится неустойчивым. Возникает направленный поток, приводящий к возрастанию в области сжатия плотности вакансий, к их пересыщению и образованию пор.

В нелинейном режиме неустойчивости из (3.1) и (3.5) для стационарных фурье-амплитуд неустойчивых мод находим [114]

$$n_\kappa = \frac{n_0 D K \Omega \kappa^2}{kT(D\kappa^2 + \beta_0)\sqrt{\beta_a}} \sqrt{\frac{D\kappa^2 n_0}{(D\kappa^2 + \beta_0)n_*} - 1}, \quad (5.4)$$

$$\varepsilon_\kappa = -\frac{1}{\sqrt{\beta_a}} \sqrt{\frac{D\kappa^2 n_0}{(D\kappa^2 + \beta_0)n_*} - 1}, \quad (5.5)$$

где β_a — константа ангармонизма. Суммируя (5.4) и (5.5) по κ и полагая для наглядности $\beta_0 = 0$, получим результирующие поля n и ε

$$n(\mathbf{r}) = n_0 \left(1 + \frac{K\Omega}{8\pi^3 k T N_0 \sqrt{\beta_a}} \right) \left(\frac{n_0}{n_*} - 1 \right)^{1/2} \delta(\mathbf{r}), \quad (5.6)$$

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = - \frac{1}{8\pi^3 N_0 \sqrt{\beta_a}} \left(\frac{n_0}{n_*} - 1 \right)^{1/2} \delta(\mathbf{r}). \quad (5.7)$$

Здесь N_0 — число узлов решетки, $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция.

Из (5.6) и (5.7) видно, что процесс образования кластеров дефектов имеет характер неравновесного фазового перехода второго рода. Он происходит при превышении скоростью генерации дефектов критического значения $\mathcal{G}_*$. Характерные значения критических параметров при $T = 700^\circ\text{C}$ составляют $\mathcal{G}_* = 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $\kappa_* = 5 \times 10^7 \text{ см}^{-2}$.

Рассмотренный механизм возникновения кластеров имеет определенную аналогию с образованием полярона, представляющего собой автолокализованное состояние электрона в ионных кристаллах [115]. Благодаря ДДН происходит автолокализация точечных дефектов в создаваемых ими же потенциальных ямах.

Данный подход может быть использован и для анализа механизмов образования кластеров других точечных дефектов, например, межузлий и примесных атомов [106].

5.2. Сверхрешетки пор

При определенных интенсивностях лазерного воздействия (или высоких скоростях генерации точечных дефектов и при достаточно большой плотности пор, достигших определенного размера) в твердом теле может наблюдаться явление пространственного упорядочения пор: одномерные решетки, концентрические кольца, трехмерные сверхрешетки пор. Структуры из пор могут содержать различные несовершенства, подобные точечным и линейным дефектам кристаллической решетки (например, аналоги вакансий, дислокаций краевого типа [116]). Их симметрия и кристаллографические оси совпадают с матричной кристаллической решеткой.

Наличие сверхрешетки пор изменяет механические [117], оптические [116] и сверхпроводящие [118] свойства металлов. В детальном исследовании [118] сверхпроводников со сверхрешеткой пор в магнитном поле показано, что при определенных условиях должны наблюдаться эффекты Джозефсона, связанные с туннелированием куперовских пар между порами.

Упорядочение пор в виде концентрических колец, приводящее к периодическому рельефу поверхности, наблюдалось в молибденовой пленке при облучении ее излучением непрерывного CO_2 -лазера [77]. В [77] это явление трактовалось, как пористо-деформационная неустойчивость во многом аналогичная ДДН.

Сверхрешетку пор в объеме твердых тел при облучении ионами азота впервые наблюдал в 1971 г. Эванс в чистом молибдене [86]. Температура среды при этом равнялась $T = 870^\circ\text{C}$, а энергия ионов азота 2 МэВ. Затем это явление наблюдалось и в других металлах: алюминии, вольфраме, никеле, ниобии [116]. Размер пор в решетке составлял 2–4 нм, а период решетки 20–60 нм.

Для объяснения механизма образования сверхрешеток пор предлагался ряд теорий, которые основывались

на представлениях: а) о минимизации энергии связи между упорядоченными порами или конфигурационной энергии системы; б) об анизотропии упругих постоянных матрицы, лимитирующих рост пор, вследствие чего поровая решетка когерентно сопряжена с кристаллической решеткой матрицы; в) о квантовых флуктуациях зарядовой плотности на поверхности упорядоченных пор; г) о стабилизации сверхрешетки благодаря взаимодействию генерируемых внешним облучением диффузионных полей или полей напряжений вокруг каждой из пор [116, 119]. Однако попытки связать образование сверхрешеток с отдельными их свойствами или свойствами кристалла оказались безуспешными.

Сверхрешетки пор правомерно рассматривать как открытые неравновесные диссипативные структуры [120–123].

Общую картину самоорганизации решетки пор можно представить следующим образом. При облучении в объеме твердых тел образуются вакансии и межузельные атомы. Последние двигаются быстрее и могут выходить на поверхность и присоединяться к другим дефектам. По мере возрастания числа вакансий, из-за пересыщенности раствора, начинается процесс конденсации — возникают поры. Вакансии присоединяются к порам, поры растут. Этот поток вакансий на поры как бы уравнивает их образование в объеме. При увеличении интенсивности облучения рост числа вакансий должен компенсироваться ростом их потока на поры. Этот поток определяется площадью поверхности пор, а также их пространственным расположением. Он становится максимальным при упорядочении пор. Здесь имеется прямая аналогия с образованием ячеек Бенара [124] в слое жидкости, когда упорядочивается движение частиц, обеспечивающее увеличение пропускной способности жидкости при передаче тепла. Необходимым условием возникновения механизма положительной обратной связи здесь является нелинейное динамическое взаимодействие системы пор с точечными дефектами.

Состояние системы вакансионных пор и вакансий описывается следующими уравнениями [121]

$$\frac{\partial R}{\partial t} = D\Omega \frac{n - n_e^s(R)}{R} + D_0(R)\Delta R, \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mathcal{G} - 4\pi DN\Omega R[n - n_e^s(R)] - D\rho_d(n - n_e) + D\Delta n, \quad (5.9)$$

где R — средний радиус поры; $n_e^s(R) = n_e \exp(2\Gamma\Omega/RkT)$ — плотность "газа" вакансий, находящегося в равновесии с порой радиуса R ; n_e — равновесная плотность вакансий; Γ — коэффициент поверхностного натяжения кристалла; N — плотность пор; $D_0(R)$ — коэффициент диффузии пор. Если принять, что диффузия пор обусловлена объемной диффузией точечных дефектов, для $D_0(R)$ можно записать [125]: $D_0(R) = D_0/R^2$, $D_0 = 3\Omega D n_e d^2/8\pi$.

Система (5.8), (5.9) имеет квазистационарное пространственно-однородное решение (n_0, R_0) , определяемое уравнениями

$$\mathcal{G} = 4\pi DN\Omega R_0[n_0 - n_e^s(R_0)] + D\rho_d(n_0 - n_e),$$

$$R_0 \frac{dR_0}{dt} = D\Omega[n - n_e^s(R_0)]. \quad (5.10)$$

Действуя стандартным образом, находим дисперсионное уравнение [120], из анализа которого следует, что при

$$\rho_d \ll \rho_v = 4\pi N R_0, \quad \mathcal{G} < \mathcal{G}_* = \frac{2\Gamma\Omega D \rho_v n_e^s}{R_0 k T}, \quad (5.11)$$

однородное состояние неустойчиво: существует интервал значений волнового вектора $\kappa_{c(-)}^2 < \kappa^2 < \kappa_{c(+)}^2$, где

$$\begin{aligned} \kappa_{c(\pm)}^2 = & \left\{ \Omega(\mathcal{G}_* - \mathcal{G}) + D_0 \rho_v^2 \pm \right. \\ & \left. \pm \sqrt{[\Omega(\mathcal{G}_* - \mathcal{G}) + D_0 \rho_v^2]^2 - 4\rho_v^2 D_0 \Omega(\mathcal{G} + \mathcal{G}_*)} \right\} \times \\ & \times (2D_0 \rho_v)^{-1} - \rho_v, \end{aligned}$$

в котором инкремент неустойчивости $\gamma(\kappa) > 0$, т.е. однородное распределение пор неустойчиво по отношению к образованию решеток пор. Для максимального инкремента и волнового числа имеем [120]

$$\begin{aligned} \gamma_m = & \frac{\Omega(\mathcal{G}_* - \mathcal{G}) - 2\rho_v \sqrt{\Omega(\mathcal{G} + \mathcal{G}_*)/D_0}}{\rho_v R_0^2} + \frac{D_0 \rho_v}{R_0^2}, \\ \kappa_m^2 = & \sqrt{\frac{\Omega(\mathcal{G} + \mathcal{G}_*)}{D_0}} - \rho_v. \end{aligned}$$

При характерных значениях констант $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $D = 10^{-6} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, $R_0 = 10 \text{ нм}$, $T = 700^\circ \text{C}$ время развития неустойчивости составляет $t = \gamma_m^{-1} = 10 \text{ с}$, т.е. возникновение сверхрешеток пор возможно при действии непрерывных лазеров.

Если на начальной стадии процесса формирования сверхрешеток поры распределены хаотически и решетка пор отсутствует, то, когда поры достигают таких размеров и концентраций, что выполняются условия (5.11), в системе происходит кинетический фазовый переход: однородное распределение пор переходит в неоднородное, возникает периодическая структура с характерным масштабом, определяемым формулой

$$d = \frac{2\pi}{[\sqrt{(\mathcal{G} + \mathcal{G}_*)/D_0} - \rho_v]^{1/2}}. \quad (5.12)$$

Из (5.12) следует, что период сверхрешетки растет с увеличением температуры и падает с ростом накачки. Оценка по этой формуле для периода дает $d = 40 \text{ нм}$.

Модель самоорганизации решеток пор с учетом одновременной генерации вакансий и межузельных атомов рассматривалась в работах [122, 123].

5.3. Решетки дислокаций

Образование периодических структур дислокаций наблюдалось в различных условиях и на разных материалах. О возникновении дислокационной решетки при воздействии на кремниевые пластины непрерывного сканирующего излучения CO_2 -лазера сообщалось в [104, 126], а миллисекундных лазерных импульсов — в [87]. Процесс носит пороговый характер и наблюдается при достаточно высоких плотностях дислокаций ($\rho_d > \rho_{d*} = 10^8 \text{ см}^{-2}$). Период этих структур составляет 1–10 мкм [87, 104].

Возникновение решетки дислокаций при лазерном воздействии на поверхность кристаллов представляет собой процесс самоорганизации, обусловленный поло-

жительной обратной связью между напряжением, действующим на дислокацию, и ее скоростью [95]: $v = V_0(\sigma_{ii}/E)^n$, где n , V_0 — константы материала. Образование решетки дислокаций в результате развития внутрислойной дислокационно-деформационной неустойчивости рассмотрим на примере простейшей модели. Предполагается, что имеется система хаотически размещенных краевых дислокаций с вектором Бюргера $\mathbf{b}$. Дислокации параллельны оси Oz и в плоскости xOy (плоскость скольжения) их плотность равна ρ_d . Все дислокации считаются одинаковыми. Задача существенно одномерная: $\rho_d = \rho(x)$, $u_z = u_z(x)$. Учитываются основные процессы, контролирующие поведение во времени плотности дислокаций: движение вдоль оси x за счет диффузии и дрейфа [95], а также генерация дислокаций и их взаимная аннигиляция. Тогда развитие неустойчивости описывается системой уравнений для плотности дислокаций и деформации среды

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial j_d}{\partial x} + \alpha_d v \rho - \beta_d v \rho^2, \quad j_d = -D_d \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \rho, \quad (5.13)$$

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = c_\tau^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + c_\tau^2 \beta_a \frac{\partial^2 u_z^3}{\partial x^2} + b c_\tau^2 \rho, \quad (5.14)$$

где D_d , α_d , β_d — соответственно коэффициенты диффузии, генерации и аннигиляции дислокаций.

Подставляя в (5.13) и (5.14) $\rho = \rho_0 + \rho_1$, $u_z = u_{z0} + u_{z1}$, где ρ_0 , u_{z0} — средние однородные значения, ρ_1 , u_{z1} — малые отклонения, и, линеаризуя их, приходим к системе уравнений, решение которой запишем в виде

$$u_{1z} = a_\kappa \exp(i\kappa x + \gamma t), \quad \rho_1 = b_\kappa \exp(i\kappa x + \gamma t), \quad (5.15)$$

где a_κ , b_κ — амплитуды фурье-гармоник.

Дисперсионное уравнение получим в виде ($\kappa^2 c_\tau^2 \gg \gamma^2$)

$$\gamma = -D_d \kappa^2 + b g - \beta_d v_0 \rho_0, \quad g = \frac{\rho_0 v_0}{\varepsilon_0},$$

обобщающем соответствующее уравнение из [95].

Условия неустойчивости имеют вид

$$b g > \beta_d v_0 \rho_0, \quad 0 < \kappa^2 < \kappa_0^2 = \frac{b g - \beta_d v_0 \rho_0}{D_d}.$$

Возникшая неустойчивость стабилизируется благодаря ангармонизму упругого континуума [95]. Из уравнений (5.13), (5.14) для стационарной амплитуды фурье-гармоник находим

$$a_\kappa = \sqrt{\frac{\kappa_0^2 / \kappa^2 - 1}{\beta_a}}.$$

Результирующую картину деформации получим, подставляя a_κ в (5.15), где $\gamma = 0$, и суммируя по фурье-гармоникам с волновыми векторами $\kappa \leq \kappa_0$:

$$\begin{aligned} u_z = \sum_{\kappa} a_\kappa \exp(i\kappa x) \sim \\ \sim \int_0^{\kappa_0} \kappa \left(\frac{\kappa_0^2}{\kappa^2} - 1 \right)^{1/2} \cos(\kappa x) d\kappa \sim J_1(\kappa_0 x). \end{aligned}$$

Для периода дислокационной решетки имеем

$$d = 2\pi \sqrt{\frac{D_d}{b g - \beta_d v_0 \rho_0}}.$$

В [104] рассмотрен механизм упорядочения дислокаций, связанный с развитием межплоскостной дислокационно-деформационной неустойчивости при непрерывном лазерном облучении. В результате возникновения за счет флуктуаций пространственной фурье-гармоники плотности дислокаций в среде (подложке), на границе с пленкой появляется гармоника перпендикулярного к пленке напряжения. Это вызывает изгибную деформацию пленки, что приводит к дальнейшему перераспределению плотности дислокаций за счет деформационно-индуцированного дрейфа вакансий. При этом, если плотность дислокаций превышает критическое значение $\rho > \rho_{d*} = D_d k h_0^3 / 24 A$ (где $A = \Theta_v \Theta_d h_0^2 D_d / 4 \mu k T$, $D_d = D_v n_v \Omega$; Θ_v , Θ_d — деформационные потенциалы для вакансий и дислокаций, соответственно, h_0 — длина дислокации), то начинают нарастать во времени исходные флуктуации плотности дислокаций, что ведет к неустойчивости с образованием периодической структуры дислокаций с периодом $d \approx kT / K \rho_0 d_0^4$. Эта модель согласуется с результатами экспериментов [104].

Образование дислокаций на поверхности образца происходит благодаря значительным термодформациям, возникающим вследствие нестационарности и неоднородности температурного поля в зоне облучения. Поэтому, изменяя пространственно-временное распределение температурного поля в зоне облучения, можно управлять образованием решетки дислокаций в твердом теле. Созданием соответствующего температурного поля можно значительно снизить плотность дислокаций, а при определенных условиях лазерного воздействия — полностью исключить их образование.

6. Неустойчивости в расплавах при лазерном воздействии

6.1. Образование жидкой фазы. Явление глубокого проплавления

При лазерном облучении твердых тел с плотностью потока, превышающей порог плавления $I \geq I_{пл}$ (диапазон изменения $I_{пл}$ в случае импульсного лазера с длительностью $\tau \geq 1$ мс составляет $\approx 10^4 - 10^5$ Вт см⁻² [6]), происходит фазовое превращение: на облучаемой поверхности образуется слой расплава. В ряде технологических процессов область, занятая расплавом, имеет глубину 200–300 мкм и диаметр 1–2 мм. Дальнейшее увеличение интенсивности облучения приводит к интенсивному испарению материалов. К настоящему времени выполнен большой объем исследований по температурным распределениям, процессам переноса, полям скоростей для расплавов при различных режимах лазерного облучения [127, 6]. При наличии жидкой фазы появляются новые возможности управления процессами. Так, в ходе лазерного воздействия протекают капиллярные и термокапиллярные явления, оказывающие существенное влияние на эффективность поглощения падающей энергии [6, 5], а процессы поглощения газов из окружающей среды и перемешивания конвективных потоков позволяют регулировать состав поверхностного слоя расплава, производить аномально быстрое перераспределение примесей при легировании металлов [5].

В зоне облучения при наличии жидкой фазы может происходить образование глубокой парогазовой каверны (ПГК) с большими значениями (порядка 10–30

[128]) отношения глубины расплавленной области к ее диаметру. Этот эффект, получивший название глубокого (или "кинжального") проплавления, оказался критичным к плотности потока лазерного излучения. При $I > I_k$ (I_k — порог глубокого проплавления) происходит резкое увеличение зоны проплавления и частичное испарение расплава. Под влиянием давления, отходящих от поверхности расплава паров, жидкий металл выдавливается из области фокального пятна. Поверхность расплава при этом сильно деформируется, принимая форму, вытянутую в направлении действия луча. В результате зона поглощения излучения углубляется, усиливая нагрев нижележащих слоев вещества. Типичные значения I_k при радиусе фокального пятна 10^{-2} см составляют $\approx 10^5$ Вт см⁻² для легкоплавких металлов и $\approx 10^6$ Вт см⁻² для тугоплавких [146].

На свободной поверхности расплава как при поверхностной обработке с оплавлением, так и при образовании ПГК, могут возбуждаться различные поверхностные волны (капиллярные, термокапиллярные, испарительные) [129–156]. Они реализуются при значительных вариациях параметров лазерного излучения ($\lambda = 0,308 - 10,6$ мкм, длительности импульсов $\tau = 10$ пс–1 мс, интенсивности $I = 10^5 - 5 \times 10^8$ Вт см⁻²) и на расплавах разных материалов. Впервые необратимые (застывшие после прекращения импульса) периодические структуры рельефа поверхности, по-видимому, наблюдались при облучении поверхности расплавов Si и Ge импульсами излучения рубинового лазера [132], а затем в расплавах различных металлов [133, 134] и диэлектриков [135–139]. Наличие сильной корреляции параметров этих структур с характеристиками лазерного излучения (поляризация, частота, энергия) позволяет говорить о "лазерно-индуцированных капиллярных волнах" [129].

В [143] представлены данные о генерации на поверхности расплавов Si и Ge после воздействия пикосекундных импульсов, ячеистых (диаметром 10 мкм) и филаментарных (с периодом 0,1 мкм) поверхностных структур, параметры которых практически не зависят от поляризации и угла падения излучения, а определяются интенсивностью и длительностью лазерного облучения.

Экспериментально зафиксированы как низкочастотные ($10 - 10^2$ Гц) и крупномасштабные ($10^{-2} - 10^{-1}$ см), так и высокочастотные ($10^3 - 10^5$ Гц) и мелкомасштабные ($10^{-3} - 10^{-5}$ см) волны. В ПГК высокочастотные колебания обычно проявляются в виде периодических выбросов пара с эрозийным или плазменным факелом [156].

Раскачка поверхностных возмущений может существенно изменять условия отражения и поглощения света на поверхности расплава и влиять на процессы тепломассопереноса в жидкости. Так, экспериментально наблюдалось увеличение поглощательной способности при возникновении поверхностных решеток с периодом $d \approx \lambda$ [140, 141]. В [5] отмечалось увеличение эффективности энерговложения в ПГК при образовании на ее стенках пространственно-периодических структур. При возникновении крупномасштабных колебаний поверхности расплава с амплитудой порядка диаметра ПГК вещество расплава, находящееся в гребнях капиллярных волн, уже не удерживается силами поверхностного натяжения и отрывается от поверхности расплава в виде микрокапель. Попадая в поле лазерного излучения, эти капли начинают испаряться. В результате возникает дополнительное давление на поверхность расплава,

вызывающее усиление массопереноса в ПГК [153]. При появлении термокапиллярных вихревых движений расплава в его приповерхностном слое возникают условия, при которых система способна переводить часть своей свободной энергии в кинетическую энергию конвективных движений жидкости, что в свою очередь увеличивает теплопередачу в жидкую фазу, ускоряя процесс фазового превращения на поверхности [144].

Поэтому с точки зрения возможностей управления различными теплофизическими процессами (плавление, испарение, гидродинамические явления в расплаве и т.д.) в зоне облучения весьма существенно установление механизмов возникновения волновых или колебательных режимов, знание количественных условий их появления в зависимости от параметров облучения и свойств среды.

Особую роль в возбуждении поверхностных волн играют неустойчивости, возникающие в процессе взаимодействия лазерного излучения с поверхностью расплава.

6.2. Термокапиллярная неустойчивость

При умеренных значениях интенсивности лазерного излучения $I = 10^4 - 10^5$ Вт см⁻², когда испарение с поверхности расплава незначительно, может возникать термокапиллярная неустойчивость (ТКН), связанная с действием термокапиллярных сил вдоль свободной поверхности (обусловленных пространственно-временной модуляцией коэффициента поверхностного натяжения σ за счет модуляции температуры облучаемой поверхности), а также с наличием высокого стационарного градиента температуры в слое [144, 131, 145]. При флуктуационном движении расплава вдоль свободной поверхности в силу его несжимаемости появляется движение жидкости в поперечном направлении, что приводит к образованию на поверхности расплава подъемов и впадин. Если в слое имеется постоянный отрицательный поперечный градиент температуры, то в областях подъемов температура поверхности повышается, а в областях впадин понижается. Возникающее таким образом неоднородное поле температуры создает силы $F_z = -\text{grad } \sigma$, направленные от более горячих областей к холодным. Эти силы действуют на приповерхностный слой вещества и, вызывая его движение, приводят к образованию лунки, т.е. прогиба поверхности жидкости в месте повышения ее температуры. При соответствующих внешних условиях малые гидродинамические и тепловые флуктуации, а также флуктуации формы свободной поверхности начинают неограниченно нарастать во времени, приводя к неустойчивости.

В модели ТКН на плоской поверхности [144, 131] рассматривается вязкая жидкость, занимающая в состоянии покоя слой $0 > z > -h$, на свободной поверхности которого при $z = \xi(x)$ однородно поглощается тепло с плотностью потока Q . В стационарном состоянии

$$\xi(x) = 0, \quad \frac{dT_0}{dz} = \frac{Q}{\kappa}.$$

Линеаризуя относительно этого стационарного состояния уравнения Навье–Стокса, непрерывности и теплопроводности, получим систему уравнений [144]:

$$\Delta \Phi = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \nu \Delta \mathbf{A}, \quad \text{div } \mathbf{A} = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \chi \Delta T = -V_z \frac{dT_0}{dz}, \quad V = \nabla \Phi + \text{rot } \mathbf{A} \quad (6.1)$$

с граничными условиями на свободной поверхности ($z = 0$)

$$\rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \sigma \Delta V_z - \rho g V_z - 2\eta \frac{\partial^2 V_z}{\partial t \partial z},$$

$$\sigma_T \frac{\partial T}{\partial x} = \eta \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right).$$

При $z = -h$, $T = \text{const}$; $V = 0$.

Здесь Φ , $\mathbf{A}$ — скалярный и векторный потенциалы скорости, $\sigma_T = -d\sigma/dT_0 > 0$ — температурный коэффициент поверхностного натяжения, g — ускорение силы тяжести; ν — вязкость; $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$.

Из (6.1) можно получить дисперсионное уравнение ТКН. В предельном случае коротковолновых возмущений ($\kappa h \gg 1$ и $\chi \kappa^2 \ll \omega_0$) оно имеет вид [144]

$$\gamma = \frac{\sigma_T \kappa^2}{2\sqrt{2} \rho \omega_0} \sqrt{\frac{\chi \kappa^2}{\omega_0}} \frac{dT_0}{dz} - 2\nu \kappa^2, \quad (6.2)$$

$\omega_0^2 = \sigma \kappa^3 / \rho + \kappa g$ — частота гравитационно-капиллярных волн.

Из (6.2) следует, что существует пороговое значение плотности теплового потока, при превышении которого капиллярная волна становится неустойчивой, причем минимальный порог соответствует колебаниям с волновым числом $\kappa = \kappa_c = (\rho g / 5\sigma)^{1/2}$ и частотой $\omega_c = \omega_0(\kappa_c)$ и равен

$$Q_c = \frac{4\sqrt{2} \chi \eta}{\sigma_T} \sqrt{\frac{\omega_c^3}{\chi \kappa^2}}.$$

Рассмотренная модель ТКН обобщается на неплоские границы раздела фаз в [145]. В случае цилиндрической ПГК при анализе неустойчивостей исследуется слой расплава, занимающего область $b < r < a(\varphi, z, t)$, где b , a — радиусы зоны расплава и ПГК соответственно. Глубина канала проплавления считается много большей внутреннего и внешнего радиусов расплава. Стационарное состояние расплава описывается формулами:

$$V_r = V_\varphi = V_z = 0, \quad \xi(\varphi, z) = 0, \quad P = \text{const},$$

$$T_0(r) = T_e + (T_m - T_e) \frac{\ln(r/b)}{\ln(a/b)}, \quad (6.3)$$

где V_r , V_φ , V_z — компоненты вектора скорости движения расплава, P — давление; T_m , T_e — температуры плавления и испарения соответственно.

Хотя, благодаря теплопроводности, $T_0(r)$ может меняться со временем, но для неустойчивостей, с временами развития (γ^{-1}), меньшими характерного времени изменения $T_0(r)$, этой зависимостью можно пренебречь.

Возмущение формы свободной поверхности представим в виде

$$\xi(\varphi, z, t) = \xi_0 \exp[\gamma t + i(m\varphi + \kappa z)],$$

где ξ_0 — комплексная амплитуда возмущений, κ и m — осевое и азимутальное волновые числа возмущений.

Уравнения для малых возмущений термокапиллярного движения в каверне имеют вид [145]

$$\begin{aligned}\gamma u_1 &= -\hat{D}p_1 + \left(\hat{L}u_1 - \frac{2imv_1}{\zeta^2} \right), \\ \gamma v_1 &= -\frac{imp_1}{\zeta} + \left(\hat{L}v_1 + \frac{2imu_1}{\zeta^2} \right), \\ \gamma w_1 &= -ikp_1 + \left(\hat{L} + \frac{1}{\zeta^2} \right) w_1, \\ \left(\hat{D} + \frac{1}{\zeta} \right) u_1 + \frac{imv_1}{\zeta} + ikw_1 &= 0, \\ \gamma Pr\theta_1 + G(\zeta)u_1 &= \frac{1}{Pe} \left(\hat{L} + \frac{1}{\zeta^2} \right) \theta_1, \quad (6.4)\end{aligned}$$

$$p_1 - 2\hat{D}u_1 = Ma[\theta_1 + G(1)\xi_1] - We(1 - \kappa^2 - m^2)\xi, \quad (6.5)$$

$$\hat{D}v_1 + imu_1 - v_1 = -im Ma[\theta_1 + G(1)\xi], \quad (6.6)$$

$$iku_1 + \hat{D}w_1 = ik We[\theta_1 + G(1)\xi], \quad (6.7)$$

$$\gamma \xi = u_1, \quad \hat{D}\theta_1 = \xi \frac{dG}{d\zeta(1)} (\zeta = 1), \quad (6.8)$$

$$u_1 = w_1 = v_1 = 0, \quad \theta_1 = 0, \quad \hat{D}\theta_1 = 0 \quad (\zeta = s). \quad (6.9)$$

Здесь $\hat{L} = (\hat{D} + 1/\zeta)\hat{D} - (\kappa^2 + m^2/\zeta^2)$, $\hat{D} = d/d\zeta$, $u_1, v_1, w_1, \theta_1, p_1$ — комплексные амплитуды возмущений скорости, температуры и давления, γ — безразмерный инкремент неустойчивости; $(\zeta, \varphi, z) = (r/a, \varphi, z/a)$, $s = a/b$, $\tau = tu_0/a$, $p = P/\rho u_0^2$, $u_0 = v/a$, $\theta = \kappa T/Qa$, $G(\zeta)$ — безразмерный градиент температуры, $Ma = \sigma_T a Q / \rho v \chi \kappa$ и $We = a \sigma / \rho v^2$ — числа Марангони и Вебера (характеризуют относительную роль термокапиллярных сил и сил поверхностного натяжения соответственно); $Pe = u_0 a / \chi$ — число Пекле.

Условия (6.5)–(6.7) описывают баланс нормальных, тангенциальных и угловых натяжений на поверхности расплава. Условие (6.8) учитывает влияние возмущений свободной поверхности расплава на тепловой поток через нее. Влияние вязкой диссипации не учитывается. Первое и второе граничные условия в (6.9) следуют из гипотезы прилипания и уравнения неразрывности.

Из условия существования нетривиального решения задачи (6.4)–(6.9) находим критические значения числа Марангони $Ma(\kappa, m, We)$, определяющие поверхность нейтральной устойчивости

$$Ma(\kappa, m) = \frac{\kappa(1 - \kappa^2 - m^2)S_1}{(1 - \kappa^2 - m^2)E_m + R_m/We}, \quad (6.10)$$

где

$$\begin{aligned}S_1 &= I'_m(\kappa)K'_m(\kappa s) - K'_m(\kappa)I'_m(\kappa s), \\ E_m &= \int_1^s \phi(y) [I'_m(\kappa s)K'_m(\kappa y) - I'_m(\kappa y)K'_m(\kappa s)] dy, \\ R_m &= [-f(1) + 2\phi'(1) + 1](\kappa S_1 - S_2), \\ S_2 &= I'_m(\kappa s)K'_m(\kappa) - K'_m(\kappa s)I'_m(\kappa). \quad (6.11)\end{aligned}$$

Функции $\phi(\zeta)$, $f(\zeta)$ удовлетворяют системе

$$\hat{L}_1 \phi - \frac{2im}{\zeta^2} \phi = \hat{D}f, \quad \hat{L}\phi + \frac{2im}{\zeta^2} \phi = \frac{im}{\zeta} f, \quad \hat{L}f = 0. \quad (6.12)$$

Здесь $\hat{L}_1 = \hat{L} - 1/\zeta^2$, I_m, K_m — функции Бесселя m -го порядка; штрих означает дифференцирование по радиальной переменной.

Используя (6.10)–(6.12), можно рассчитать кривую нейтральной устойчивости, минимальные критические числа Ma (или интенсивности излучения), критические волновые числа.

Для осесимметричных возмущений ($m = 0$) на рис. 2 изображено характерное поведение нейтральных кривых $Ma(\kappa)$, построенных по формулам (6.10) и (6.12) для $s = 3$. Кривая 1 соответствует случаю недеформируемости свободной поверхности расплава ($We = \infty$). Минимальное критическое число $Ma_* = 200$ достигается при $\kappa_* = 0$. Если поверхность деформируема ($We \neq \infty$), то кривая нейтральной устойчивости имеет особую точку, положение которой зависит от We . Так, например, при $We = 300$ график $Ma(\kappa)$ имеет вертикальную асимптоту при $\kappa_0 = 1,3$ (кривая 2). Для волновых чисел из интервала $1 < \kappa < \kappa_0$, $Ma(\kappa) < 0$ и $Ma(\kappa) \rightarrow -\infty$ при $\kappa \rightarrow \kappa_0 - 0$. Зависимость $Ma(\kappa)$ на интервале $0 < \kappa < \kappa_0$ достигает положительного максимума $Ma_{\max} = 180$ при $\kappa = 0,5$, а для $\kappa > \kappa_0$ — положительного минимума $Ma_{\min} = 280$ при $\kappa = 1,6$. При уменьшении We точка разрыва (κ_0) смещается вправо, число Марангони уменьшается, следовательно, понижается устойчивость слоя расплава. Точка разрыва приближается к единице при $We \rightarrow \infty$. С ростом волнового числа κ (или We) все кривые $Ma(\kappa, We)$ быстро сближаются и $Ma \approx 10\kappa^2$, когда $We = \infty$. Аналогичная асимптотика справедлива и для азимутальных возмущений. Из формул (6.10), (6.11) следует, что при росте толщины слоя s запас устойчивости растет. Например, если для $s = 3$, $Ma = 800$ при $\kappa = 3$, то для $s = 2$, $Ma = 200$ при $\kappa = 4$. При достаточно малых кривизнах стенок ПГК (плоский слой расплава) критические числа Марангони имеют ту же асимптотику и для коротких длин волн. Поэтому в области коротковолновых возмущений критические условия возникновения ТКН перестают зависеть от размерности и геометрии области, занятой жидкостью.

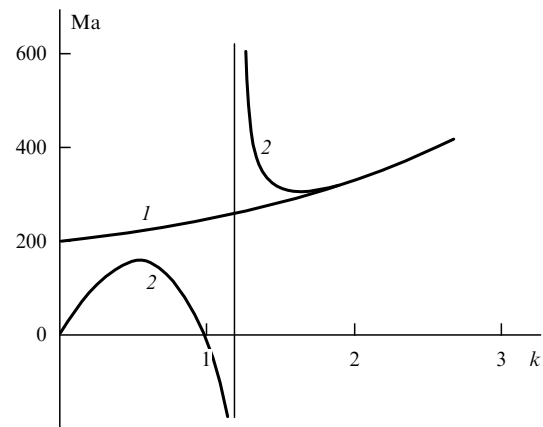


Рис. 2. Зависимость числа Марангони от волнового числа для $We = \infty$ (1) и $We \neq \infty$, $s = 3$ (2) [145]

6.3. Испарительно-капиллярная неустойчивость

С увеличением плотности потока лазерного излучения ($I > 10^5$ Вт см $^{-2}$) доминирующими становятся испарительно-капиллярные неустойчивости (ИКН). Исследовались различные режимы испарения плоской границы

раздела фаз (дозвуковой [154], испарение в вакуум или среду с малым противодействием [5, 146, 131]) и конкретные причины развития неустойчивостей. Так, нелинейная связь скорости испарения и температуры поверхности обуславливает неустойчивость поверхностного испарения из тонкого слоя толщиной $\Delta l \ll \alpha^{-1}$ [146, 131]. Благодаря выделению энергии лазерного луча в некотором конечном объеме вблизи границы раздела фаз максимум температурного распределения сдвигается с поверхности в глубь вещества. При случайном смещении некоторого участка границы в сторону более нагретой конденсированной фазы поток тепла к этому участку возрастает, что ведет к увеличению потока массы за счет дополнительного испарения вещества и, как следствие этого, прогиб поверхности еще более увеличивается. Образующиеся пространственно-периодические структуры имеют период порядка глубины скин-слоя [5].

Неустойчивость поверхности расплава относительно крупномасштабных возмущений, обусловленная нелинейной зависимостью коэффициента поглощения от угла скольжения рассмотрена в [142]. Рост возмущений здесь определяется пространственно-неоднородным испарительным давлением.

В [129, 130] на основе единого подхода рассмотрены лазерно-индуцированные неустойчивости с возбуждением поверхностных волн на плоской границе раздела фаз. Падающее лазерное излучение дифрагирует на фурье-компоненте рельефа поверхности (на исходных шероховатостях). Интерференция прошедшей в среду волны накачки и дифрагированных волн создает пространственно-периодическое распределение интенсивности световой энергии в приповерхностном слое. Благодаря поглощению это приводит к возникновению поверхностной волны изменения температуры. В результате появляются пространственно-периодические силы (термокапиллярная сила или силы давления отдачи), которые усиливают амплитуды затравочных возмущений. При $I > I_{\text{пл}}$ имеет место неустойчивость капиллярных волн, а при более высоких I — интерференционные неустойчивости испарения поверхности.

Интерференционные неустойчивости наблюдаются при действии мощных (с интенсивностью $I = 10^7 - 10^{10}$ Вт см $^{-2}$) коротких лазерных импульсов. В результате их развития после окончания действия импульса на поверхности расплава образуются необратимые упорядоченные структуры: одномерные, двумерные решетки рельефа поверхности с периодом $d \leq \lambda$.

Геометрия этих структур зависит от направления проекции вектора напряженности в падающей волне $\mathbf{E}$ на плоскость поверхности $\mathbf{E}_t$ и диэлектрической проницаемости среды: $\varepsilon_d(\omega) = \sqrt{n + i\omega}$. В случае $|\varepsilon_d| \gg 1$ доминируют продольные решетки (волновой вектор этой решетки $\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_t$). В случае $\varepsilon_d \approx 1$ образуются поперечные структуры ($\mathbf{q} \perp \mathbf{E}$). При s -поляризации падающей волны в случае $|\varepsilon_d| \gg 1$ период продольной решетки равен $d \approx \lambda / \cos \vartheta$, а при p -поляризации возникают две продольные решетки с $d \approx \lambda / (1 \pm \sin \vartheta)$ [129], ϑ — угол падения излучения. В рамках линейной теории интерференционной неустойчивости в [130] получены выражения для инкрементов доминирующих структур в зависимости от I , ϑ и $\mathbf{k}$.

Одним из проявлений этой неустойчивости на нелинейной стадии является эффект самоиндуцированного возрастания поглощательной способности поверхности,

связанной с резонансной перекачкой энергии в дифрагированные поверхностные волны. Например, для металлов поглощательная способность может увеличиваться от $A = 10^{-1} - 10^{-2}$ до $A = 1$.

В общей теории ИКН для цилиндрической ПГК учитываются как осесимметричные, так и азимутальные возмущения поверхности расплава [147]. Если испарение слабо влияет на общий энергобаланс и на невозмущенный температурный профиль $T_0(r)$ в расплаве, то стационарное состояние расплава описывается формулами (6.3).

При отсутствии диссипации (в случае невязкой жидкости) поле скоростей V в жидкости является безвихревым и может быть представлено в виде градиента потенциальной функции Φ . При наличии радиального градиента невозмущенной температуры в слое возникновение малых гидродинамических движений, описываемых потенциалом скорости Φ , благодаря конвекции (пропорциональной радиальной составляющей скорости движения расплава V_r) приводит к модуляции температуры свободной поверхности. Возмущение температурного поля $T_1(r, z, t) = \Theta(r) \exp[\gamma t + i(kz + m\varphi)]$ влечет за собой изменение испарительного давления $\delta P = \varepsilon_T T_0 \exp[\gamma t + i(m\varphi + kz)]$ ($\varepsilon_T = dP/dT$ — производная испарительного давления P по температуре поверхности). Возникающая при этом сила ($F \sim \nabla P$) усиливает малые возмущения поверхности, приводя к неустойчивости.

Система уравнений, описывающих развитие ИКН в каверне, имеет вид

$$\mathbf{u} = \nabla \Phi, \quad \Phi(r, z, t) = \Phi_0 [I_m(\kappa r) - AK_m(\kappa r)] \times \exp[\gamma t + i(kz + m\varphi)], \quad (6.13)$$

$$\left(\frac{\gamma}{\chi} + \frac{m^2}{r^2} + \kappa^2 \right) \Theta - \left(\frac{d^2 \Theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Theta}{dr} \right) = - \frac{V_r G(r)}{\chi}, \quad (6.14)$$

$$\frac{d\Theta}{dr}(r=a) = G'(r=a)\xi, \quad \Theta(r=b) = 0, \quad (6.15)$$

$$- \rho \gamma \Phi(r=a) = \sigma(a^{-2} - \kappa^2 - m^2 a^{-2})\xi + T_s \varepsilon_T, \quad (6.16)$$

$$\gamma \xi = \frac{\partial \Phi}{\partial r}(r=a). \quad (6.17)$$

Уравнение (6.13) описывает поле скоростей, (6.14) и (6.15) — краевую задачу для амплитуды Θ возмущений температуры, (6.16) — гидродинамическое граничное условие, отражающее непрерывность потока импульса на фронте испарения, (6.17) — кинематическое условие. Здесь $A = I'_m(\kappa b)/K'_m(\kappa b)$, $G(r) = -G_0/r$, $G_0 = (T_e - T_m)/\ln(a/b)$.

Для возмущения температуры поверхности $T_s = T(a) + G(a)\xi$ из (6.14), (6.15) и (6.17) находим [147]

$$T_s = G(a)\xi_0 \left[\frac{a\gamma}{\chi l_0} (e_1 l_1 - l_2) + \frac{e_1}{qa} + 1 \right] \times \exp[\gamma t + i(kz + m\varphi)]. \quad (6.18)$$

Здесь

$$e_1 = \frac{I_m(qa) - SK_m(qa)}{I'_m(qa) + SK'_m(qa)}, \quad S = \frac{I_m(qb)}{K_m(qb)},$$

$$l_0 = AK'_m(\kappa a) + I'_m(\kappa a), \quad l_1 = \int_a^b B'(qa, qy) \psi_1(y) dy,$$

$$l_2 = \int_a^b B(qa, qy) \psi_1(y) dy, \quad \psi_1(y) = I'_m(\kappa y) + AK'_m(\kappa y),$$

$$B(qr, qy) = I_m(qy)K_m(qr) - I_m(qr)K_m(qy), \quad q^2 = \frac{\gamma}{\chi} + \kappa^2.$$

Из (6.16)–(6.18) следует дисперсионное уравнение, определяющее зависимость комплексного инкремента ИКН γ от осевого и азимутального волновых чисел возмущений, от температуры поверхности (или интенсивности лазерного излучения), кривизны стенок каверны, а также от физических свойств среды [147]

$$\gamma^2 - \frac{\sigma}{\rho a^2} \kappa(1 - m^2 - \kappa^2 a^2) e_2 =$$

$$= - \left[\frac{a\gamma}{\chi l_0} (e_1 l_1 - l_2) + \frac{e_1}{qa} + 1 \right] \frac{\varepsilon_T G \kappa e_2}{\rho}, \quad (6.19)$$

где $e_2 = -l_0 [I_m(\kappa a) + K_m(\kappa a)A]^{-1}$, $A = I'_m(\kappa b)/K'_m(\kappa b)$.

В (6.19) появление правой части обусловлено модуляцией температуры поверхности, которая возникает при возмущении поверхностной волной неоднородного по радиальной координате стационарного температурного распределения в расплаве.

В случае осесимметричных коротковолновых возмущений ($\kappa a \gg 1$, $m = 0$) из (6.19) имеем [148]:

$$(\gamma^2 + \omega_0^2) \left(\kappa^2 + \frac{\gamma}{\chi} \right)^{1/2} = - \frac{\varepsilon_T G_0 \kappa^2}{a \rho}, \quad (6.20)$$

где $\omega_0 = (\sigma/\rho)^{1/2} \kappa^{3/2}$ — частота капиллярных волн в однородной жидкости.

Решение (6.20) при $(\gamma/\chi \kappa^2) \gg 1$ и $\varepsilon_T G \kappa^2 \chi^{1/2}/\rho \gg \omega_0^{5/2}$ имеет вид [148]

$$\gamma \approx \frac{\gamma_0^2 - 2\omega_0^2/5}{\gamma_0}. \quad (6.21)$$

Из (6.21) следует, что для волн с волновыми числами из интервала

$$a^{-1} < \kappa < \kappa_1 = \left(\frac{5}{2\sigma} \right)^{5/7} \left(\frac{\varepsilon_T G_0 \chi^{1/2} \rho^{1/4}}{a} \right)^{4/7}$$

инкремент $\gamma(\kappa) > 0$, т.е. возмущения с такими волновыми числами инициируют развитие неустойчивости на поверхности расплава. Для максимума инкремента из (6.21) имеем $\gamma_m^2 = (\sigma/\rho) \kappa_m^3$, $\kappa_m = (2/5)^{5/7} \kappa_1$.

Порог возбуждения ИКН находится из условия $\gamma = 0$ и равен

$$I_*(\kappa) = \frac{0,2 \chi \sigma^{5/4} \rho^{-1/4} \kappa^{7/4}}{\varepsilon_T \chi^{1/2}}.$$

Для расплава стали при значениях параметров $\varepsilon \approx 2 \times 10^3$ дин см⁻², $\rho = 8$ г см⁻³, $\kappa = 200$ см⁻¹ численные оценки дают: $I_* \approx 5 \times 10^5$ Вт см⁻². Заметим, что порог глубокого проплавления для стали составляет $I_* \approx 3 \times 10^5$ Вт см⁻² [5]. Максимум инкремента γ_m имеет порядок $\gamma_m \approx 5 \times 10^4$ с⁻¹, а максимальное волновое число — $\kappa_m \approx 300$ см⁻¹. Отсюда для периода возникающей пространственной структуры получаем $d = 2\pi/\kappa_m = 2 \times 10^{-2}$ см.

При $\varepsilon_T G \kappa^2 \chi^{1/2}/\rho \ll \omega_0^{5/2}$ из (6.20) следует оценка инкремента $\gamma \approx \text{Re}[\varepsilon_T G \kappa^2 / 2\rho \omega_0(\kappa^2 + i\omega_0/\chi)^{1/2}]$, в точности совпадающая с результатом [131].

Для длинных волн ($\kappa a \ll 1$), когда пространственный масштаб возмущений значительно превышает толщину расплава на стенках ПГК и соизмерим с глубиной проплавления h , и если $\varepsilon_T = 0$, то из (6.19) следует неустойчивость Рэлея [122]. В этом случае рост поверхностных возмущений происходит под действием нормальной компоненты силы поверхностного натяжения, обусловленной кривизной стенок парогазовой каверны. Стабилизирующее же действие оказывает тангенциальная компонента поверхностного натяжения, связанная с волновой гофрировкой свободной поверхности. Полагая слой расплава на стенках каверны достаточно тонким, т.е. $\kappa d \ll 1$ ($\delta_k = b - a$ — толщина расплавленного слоя), для инкремента рэлеевской неустойчивости получаем $\gamma_R^2 = (\sigma/\rho a^2) \kappa^2 (1 - \kappa^2 a^2) \delta_k$. Поскольку минимальное значение волнового числа $\kappa_{\min} = 2\pi/h$, то неустойчивость возможна при $h > 2\pi a$. Максимум инкремента достигается при $\kappa = \kappa_m = 0,7 a^{-1}$ и равен $\gamma_{Rm} \approx (\sigma \delta_k \kappa_m^4 / \rho)^{1/2}$.

Если же $\varepsilon_T \neq 0$, то из (6.19) при $(\chi \kappa^2 / \gamma)^{1/2} \ll 1$ получаем [148]

$$\gamma^2 \approx \frac{\varepsilon_T G_0 \kappa \delta_k}{\rho a} + \frac{\sigma}{\rho a^2} \kappa^2 (1 - \kappa^2 a^2) \delta_k. \quad (6.22)$$

Результаты численного анализа уравнения (6.19) представлены на рис. 3, на котором изображены дисперсионные зависимости действительной части γ_1 комплексного инкремента $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2$ в той области волновых чисел, где $\gamma_1 > 0$, и поведение гидродинамических возмущений на фронте испарения оказывается неустойчивым. Область линейной неустойчивости ограничена сверху значением $\kappa = 1,4 \times 10^3$ см⁻¹ при $b/a = 1,2$ (кривая 1). Кривые 2 и 3 соответствуют значениям параметра $b/a = 1,3$; 2,0. При уменьшении параметра

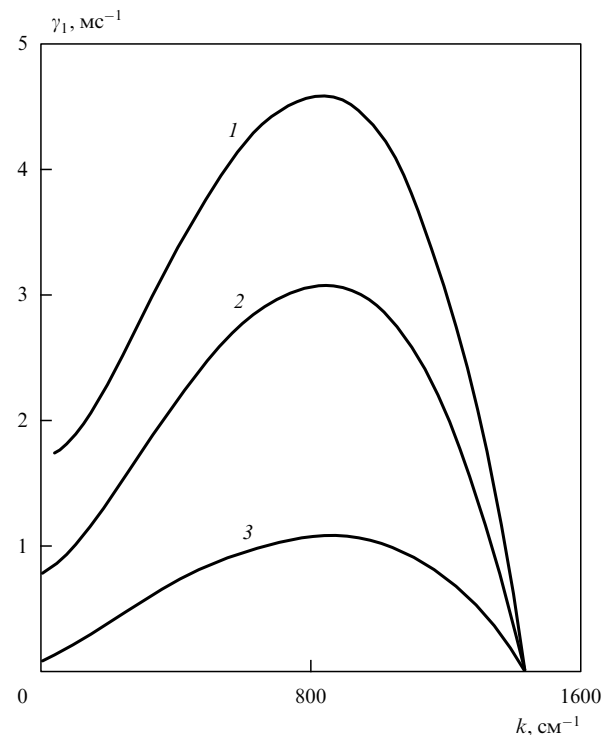


Рис. 3. Дисперсионные зависимости ИКН в каверне при различных значениях параметра s : 1,2 (1); 1,3 (2); 2,0 (3) [147]

b/a (или увеличении кривизны стенок каверны) от значения 2 до 1,2 максимальное значение инкремента γ увеличивается от 658 до $5 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$. Заметим, что с ростом кривизны стенок каверны область неустойчивости ИКН расширяется в сторону длинноволновых возмущений.

Рассмотрим теперь азимутальные возмущения [149]. Полагая в (6.19) $\kappa \rightarrow 0$, $m \gg 1$, $\gamma a^2/\chi \gg 1$, получим

$$\gamma^{5/2} + \omega_0^2 \gamma^{1/2} = \frac{\varepsilon_T G_0 m^2 \chi^{1/2}}{\rho a^3}, \quad (6.23)$$

где $\omega_0 = (\sigma m^3 / \rho a^3)^{1/2}$.

Решение уравнения (6.23) при $\varepsilon_T G_0 m^2 \chi^{1/2} / \rho a^3 \gg \omega_0^{5/2}$ имеет вид [149]

$$\gamma \approx \frac{\gamma_0^2 - 2\omega_0^2/5}{\gamma_0}, \quad \gamma_0 \approx \left(\frac{\varepsilon_T G_0 m^2 \chi^{1/2}}{\rho a^2} \right)^{2/5}.$$

Отсюда поверхность расплава неустойчива, если

$$m < m_1 = a^{3/7} \left(\frac{5}{2\sigma} \right)^{5/7} \rho^{1/7} (\varepsilon_T G_0 \chi^{1/2})^{4/7}.$$

Максимальный инкремент достигается при

$$m_m = a^{3/7} \sigma^{-5/7} \rho^{1/7} (\varepsilon_T G_0 \chi^{1/2})^{4/7}$$

и равен

$$\gamma_m = \left(\frac{\varepsilon_T G_0 \chi^{1/2}}{a} \right)^{6/7} (\sigma^2 \rho)^{-2/7}.$$

Для порога возбуждения ИКН имеем

$$I_*(m) = \frac{0,2\kappa\sigma^{5/4}\rho^{-1/4}(m/a)^{7/4}}{\varepsilon_T \chi^{1/2}}.$$

В другом предельном случае $\varepsilon_T G \chi^{1/2} m^2 / \rho a^2 \ll \omega_0^{5/2}$ из (6.23) находим

$$\gamma \approx \frac{\varepsilon_T G_0 m^2 \chi^{1/2}}{2\rho a^3 \omega_0^{3/2}}.$$

Несмотря на то, что инкременты осесимметричных возмущений меньше, чем азимутальных, и эта разница увеличивается с уменьшением толщины слоя расплава на стенках каверны, в каверне должны наблюдаться оба типа возмущений, что в определенных условиях может приводить к раскачке на поверхности расплава спиральных колебаний (или волн), при которых линии тока возмущенного движения представляют собой спирали, перемещающиеся вдоль своей оси. По-видимому, застыванием расплава, возмущенного такими колебаниями, можно объяснить образование на поверхности расплава после его кристаллизации спиралеобразных структур, наблюдавшихся экспериментально [153].

Пределы применимости дисперсионного уравнения (6.19), когда непосредственным влиянием испарения на модуляцию температурного профиля и скоростью фронта фазового перехода можно пренебречь, определяются неравенствами $e_1 V_{evT} < q\kappa$, $G_0 V_{evT}(e_1 l_1 - l_2) < \chi l_0$ [147], хорошо выполняющимися при $V_{evT} G_0 < 25 \text{ см с}^{-1}$ ($V_{evT} = dV_{ev}/dT$, V_{ev} — скорость испарения).

При увеличении интенсивности процесса испарения возрастает его влияние на температурный профиль в расплаве за счет теплоты фазового перехода [131]. Кроме того, с ростом давления отдачи паров амплитуда капиллярных волн возрастает так, что волны приобретают нелинейный характер. При амплитудах, превышающих κ_m^{-1} (κ_m — максимальное волновое число), становится возможным отрыв капель от гребней капиллярных волн. В результате в каверне появляются дополнительные потоки расплавленного металла поперек ее оси от передней стенки к задней.

Помимо ИКН в каверне могут развиваться рэлей-тейлоровская неустойчивость (раскачка которой происходит в фазе смыва расплавленного металла за счет ускорения жидкости под действием давления отдачи паров) и капиллярно-ветровая неустойчивость (обусловленная влиянием околосвукового потока пара, текущего вдоль свободной поверхности расплавленного металла параллельно оси ПГК).

В целом, структуры в жидкости и структуры застывшего металла весьма разнообразны. Они зависят не только от энергетических и пространственно-временных характеристик лазерного излучения, но и от поляризации, угла наклона к поверхности, интерференционных эффектов. Приведенные соотношения дают иллюстрацию конкретных зависимостей параметров структур в расплаве от характеристик лазерного излучения, а также широкий диапазон возможностей управления ими. Вместе с тем, остается еще много неясного во влиянии рассмотренных процессов на свойства твердого тела и затвердевших расплавов. Так, известно, что развитие гидродинамических неустойчивостей может сопровождаться ухудшением качества сварных швов. Это связано с неравномерным проплавлением, выплесками, порами и т.д. Гидродинамические неустойчивости в ПГК могут являться причиной появления одномерной решетки пор вдоль шва, неоднократно наблюдавшейся экспериментально. Однако, несмотря на технологическую значимость, здесь еще нет сложившейся теории, а эксперимент носит фрагментарный характер.

6.4. Автоколебания при наличии приповерхностной плазмы

При воздействии на поверхность конденсированных сред концентрированных потоков энергии с постоянной во времени плотностью потока излучения 10^5 – 10^7 Вт см^{-2} в зоне нагрева наблюдаются колебания физических параметров в диапазоне частот 10^2 – 10^4 Гц [150–156]. Эти колебания являются следствием возникновения колебательной неустойчивости и установления автоколебаний температуры поверхности вещества и плотности слабоионизованного, низкотемпературного, приповерхностного плазменного сгустка. Плазма может образовываться как за счет испарения вещества, так и за счет газовой среды, окружающей металл.

Лазерное излучение нагревает поверхность расплава до температур кипения, испаряет часть материала, разогревает пары до образования плазмы. В образовавшейся приповерхностной плазме происходит интенсивное поглощение падающего лазерного излучения, а также его дефокусировка. В результате интенсивность излучения на поверхности металла падает, падает и температура расплава в зоне воздействия излучения, прекращается поступление паров материала в плазму, плазменное

облако разрушается и процесс повторяется вновь, т.е. возникают автоколебания. Процесс носит пороговый характер. Критическое значение потока энергии, амплитуда и частота автоколебаний зависят от параметров лазерного луча, теплофизических характеристик вещества, газодинамических характеристик пара [152].

Аналитическое описание автоколебаний задается системой уравнений для динамики температурного поля и плотности плазмы лазерного факела [154], из которой следуют периодические во времени решения [155]. Это послужило основой для анализа таких явлений как пульсирующее испарение, неустойчивости испарения и плавления [154], пульсации ПГК [156], возникновение периодического рельефа на стенках каверн [5].

С другой стороны, сам факт существования автоколебаний указывает на возможность ряда новых способов управления различными процессами в зоне облучения. Они связаны, например, с тем, что температурное поле определяет теплофизические процессы в материале (плавление, испарение, гидродинамические явления в расплаве и т. д.). Могут быть использованы и методы управления, апробированные в нелинейных волновых и колебательных процессах и в явной или неявной форме уже применявшиеся в различных технологических операциях (например, при резке и сварке материалов). В [156] для подавления автоколебаний предлагалось использовать внешнюю модуляцию, находящуюся в противофазе с автомодуляцией. Однако, поскольку фаза автомодуляции определяется внутренними нелинейными процессами в зоне облучения, то возможна ее подстройка под фазу внешней модуляции, и в результате автоколебания могут не подавляться, а усиливаться. Поэтому для подавления автоколебаний необходимо дополнительное устройство, способное следить за фазой автоколебаний и позволяющее подстраивать к ней в противофазе внешнюю модуляцию.

Значительную роль автоколебания могут играть в повышении (или уменьшении) эффективности теплового воздействия лазерного излучения на вещество. В конкретных технологических операциях это достигается с помощью подбора определенной частоты следования импульсов. Оптимальный диапазон частот 20–60 кГц [156]. В отсутствие автоколебаний переменное во времени слагаемое интенсивности не оказывает влияния на среднюю температуру поверхности. При наличии автоколебаний, благодаря нелинейному характеру взаимодействия лазерного излучения с автоколебаниями, переменное во времени слагаемое у потока энергии будет давать отличный от нуля вклад в среднюю температуру поверхности [154]. Величина и знак этой добавки зависят от частоты и амплитуды как автоколебаний, так и внешней модуляции интенсивности лазерного излучения. Подбирая соотношения между этими параметрами таким образом, чтобы добавка к средней температуре была бы положительна и максимальна, можно получить повышение эффективности теплового воздействия лазерного излучения.

В целом, из данных о возникновении различных неустойчивостей с возбуждением автоволн или автоколебаний в расплаве и раскрытия конкретных механизмов следует возможность их использования для контроля и управления различными теплофизическими явлениями в зоне воздействия лазерного излучения на материалы.

7. Управляемое лазерное разрушение

7.1. О механизмах разрушения твердого тела

При воздействии на твердое тело лазерного излучения с интенсивностью $I \geq 10^7$ Вт см⁻² возникает новый круг явлений, связанный с процессами разрушения. Ниже рассматриваются некоторые аспекты физики разрушения, в основном для непрозрачных твердых тел, с точки зрения возможности управления этими процессами с помощью лазеров. В результате интенсивного облучения над поверхностью материала образуется плазма, поглощающая излучение. При быстром нагреве плазма расширяется. Поглощенная энергия эффективно преобразуется в импульс давления и генерируются ударные волны, распространяющиеся в твердом теле. При прохождении через материал и отражениях от обратной его поверхности и неоднородностей ударные волны могут приводить к процессам разрушения, когда облучаемый образец разделяется на отдельные части. В этом случае требуется разрыв лишь вдоль поверхностей расщепления, а не всех связей в объеме, как при плавлении или испарении. Соответствующие энергии разрыва различаются в 10^5 – 10^6 раз. В реальных условиях выигрыш в энергии несколько меньше в силу неизбежных потерь, связанных, например, с образованием плазмы, формированием ударных волн и их диссипацией.

Процесс разрушения твердого тела ударными волнами, индуцированными с помощью лазера, в значительной мере определяется его микроструктурой: типом решетки, расположением и взаимодействием дефектов, наличием напряжений. Для конструкций разрушения и сильные деформации могут быть связаны в первую очередь с локальными энерговыделениями и сдвигами, обусловленными напряжениями, возникающими в местах соединения элементов конструкции.

Управление процессами разрушения тесно связано с режимом работы лазеров, с пространственно-временной структурой излучения. Анализ возможностей такого управления, в том числе использование для разрушения относительно небольших энергокладов, должен опираться на учет структурной релаксации, на понимание механизмов явлений, возникающих при лазерном воздействии.

Проблеме прочности твердых тел посвящен большой объем литературы [157–159]. По современным представлениям разрушение рассматривается как сложный многостадийный процесс, зависящий от целого ряда факторов (материала, вида напряжения, условий эксплуатации, температурного режима, временных изменений). В идеальном случае, чтобы тело разрушилось вдоль некоторой поверхности, необходимо превышение действующей силы, связанной с напряжением σ , над силой связи F для каждой пары атомов, разделенных поверхностью. Такая теоретическая прочность составляет величину $\sigma_E \approx 0,1E$, где E — модуль Юнга. Однако реально разрушение наблюдается при нагрузках в сотни и тысячи раз меньшие σ_E . Это обусловлено наличием определенных концентраторов напряжений в твердом теле. Особенно велики локальные напряжения у края образовавшейся трещины. Так, для эллиптического отверстия в пластине длиной $2l$, имеющего радиус кривизны R_3 у края острых концов, напряжение составляет $\sigma_k = (1 + 2\sqrt{l/R_3})\sigma_B$, σ_B — напряжение, создаваемое

мое внешней силой вдали от отверстия. Поскольку радиус кривизны в вершине трещины очень мал и, в принципе, может считаться равным межатомному расстоянию, то согласно этому соотношению уже трещина длиной в 1 мкм может понизить прочность твердого тела на два порядка. Критические размеры трещины, ниже которых она не будет самостоятельно расти, была установлена еще в 1920 г. Гриффитсом [160]. Критическое напряжение при данной длине трещины задается формулой

$$\sigma_* \approx \frac{\sqrt{E(\Gamma_s + \Gamma_p)}}{l},$$

где Γ_s — поверхностная энергия, Γ_p — эффективная поверхностная энергия с учетом пластической деформации. При достижении критической длины l_* внешняя нагрузка уже не нужна, для завершения процесса разрушения достаточно той упругой энергии, которая уже была запасена в твердом теле к этому моменту. Скорость распространения в хрупких материалах трещины после достижения l_* может увеличиваться до значений порядка 10^3 м с⁻¹, а ускорение на этапе разгона трещины до 10^8 м с⁻². Разрушению всегда предшествует большая или меньшая пластическая деформация. Если пластическая деформация велика не только вблизи поверхности разрушения, но и в объеме твердого тела, то разрушение вязкое. Ему соответствует слияние пор и скольжение.

Таким образом, весь процесс разрушения твердых тел можно разделить на три основных стадии: зарождение трещин, развитие систем трещин до критической длины и практически мгновенное разрушение образца. Если третья стадия неконтролируема, то первые две поддаются регулированию. В стадии зарождения трещин можно выделить два механизма. Согласно дислокационному механизму при приложении напряжения к твердому телу происходит сначала упругая, затем пластическая деформация. Около структурных неоднородностей, ограничивающих движение дислокаций, возникают большие локальные напряжения и значительные скопления дислокаций, как имевшихся в образце, так и образовавшихся за счет пластической деформации. В результате взаимодействия дислокаций возникают микротрещины [161]. Согласно дилатационному механизму, связанному с тепловым движением атомов решетки в условиях нагрузки, предполагается существование в ангармоническом кристалле областей повышенной деформации растяжения решетки — дилатонов, которые являются зародышами термофлуктуационных микротрещин. Зарождение дилатонов и их последующее раскрытие в микротрещину происходит вблизи дефектов [162–164].

На второй стадии процесса разрушения происходит эволюция образовавшейся системы микротрещин от характерных размеров 0,1–1 мкм до критических значений. Количество трещин в отдельных местах образца может достигать до 10^{15} см⁻³. Эта система характеризуется так называемой условной устойчивостью, т.е. устойчивостью при малых возмущениях и неустойчивостью при больших. Кроме того, в условиях напряжений трещины не остаются неизменными: идет их медленный, подчас незаметный рост. Большую роль в этом процессе играют остаточные напряжения, обусловленные большей частью термической обработкой тех или иных конструкций (например, вблизи сварных швов). При

резком понижении температуры, когда перестает "работать" пластическая деформация, происходит охрупчивание, и критические значения параметров резко падают. В результате процесс может перейти в неконтролируемую третью стадию.

7.2. Зависимость лазерного разрушения от характеристик излучения

Рассмотрим конкретные возможности регулирования процессов лазерного разрушения на основе использования различных режимов генерации. Давление P , возникающее за счет расширения облака горячей плазмы при лазерном облучении, оценивается выражением

$$P = (a_n \tau_n)^{-1/3} I^{3/4}, \quad (7.1)$$

где коэффициент a_n характеризует свойства плазмы и зависит от заряда и атомного веса иона, τ_n — длительность импульса. Для алюминиевой мишени $\tau_n = 10^{-8}$ с, $I = 10^{10}$ Вт см⁻² и из (7.1) $P \approx 5 \times 10^{11}$ дин см⁻². Лазерный импульс определяет начальные условия распространения ударной волны. По мере проникновения волны в среду она затухает тем быстрее, чем больше давление и чем меньше длительность импульса. При распространении волны с энергией $E_y = 1/2 P(v_0 - v)$ часть ее необратимо превращается в тепло

$$Q = \frac{1}{2} P_H (v_0 - v) - \int_v^{v_0} P_s dv.$$

Здесь v и v_0 — удельные объемы за фронтом волны и перед ним. Давление Гюгонио P_H и адиабатическое давление P_s определяются феноменологическими формулами типа $P_{H,s} = A + B\eta_v^2 + C\eta_v^3$. Значения констант A, B, C (характеризующих материал) P_H и P_s , а также уравнение для $\eta_v = v_0/v - 1$ и его численное решение приведены в [165]. На рис. 4 представлено затухание импульса давления при $\tau_n = 10^{-7}$ с для различных значений η_v . Данные расчета для разных τ_n показывают, что чем короче импульс, тем на меньшую глубину он проникает в материал. Отсюда можно сделать вывод о возможностях эффективного использования последовательности импульсов нарастающей длительности, постепенно все глубже проникающих в материал.

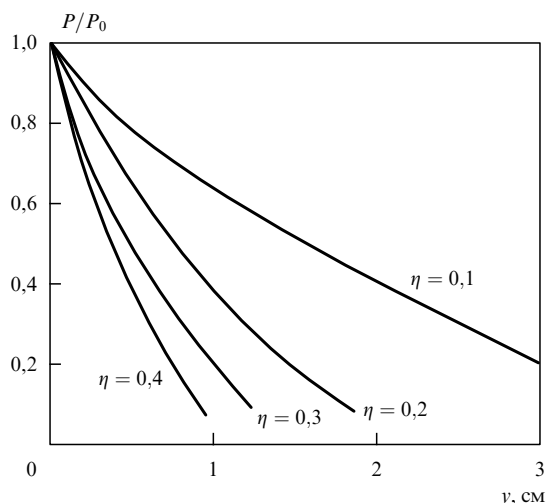


Рис. 4. Затухание импульса давления ($\tau = 10^{-7}$ с) [166]

Ударные волны приводят к возникновению напряжений в твердом теле и имеющиеся микротрещины начинают расширяться. В модели [166] воздействия импульсов длительностью τ_n и амплитудой σ_0 на трещины с длиной $2l$ учитывались упругая энергия натяжения, кинетическая и поверхностная энергии, а также внешняя работа над телом. Было получено дифференциальное уравнение для l , из решения которого следует, что для каждого импульса, характеризующегося конкретными значениями длительности и амплитуды, из всего множества существующих в материале трещин вырезается некоторая полоса, ограниченная снизу и сверху их минимальными и максимальными размерами. На трещины, попадающие в эту полосу, импульс будет воздействовать, и они будут расширяться. Нижняя граница этой полосы определяется формулой [165]

$$l = \frac{\Gamma_s E}{\sigma_0^2}. \quad (7.2)$$

Она задает порог силы, необходимой для того, чтобы трещина начала расходиться. Более мелкие трещины импульс такой амплитуды не может расширить. Верхняя граница полосы определяется соотношением [165]

$$l = c_{зв} \tau_n, \quad (7.3)$$

где $c_{зв}$ — скорость звука. Физический смысл (7.2) состоит в том, что в силу инерционности материала короткий импульс не может воздействовать на слишком большие трещины — он просто не успевает их раскачать. Таким образом, в отличие от статического случая имеется уже не один, а два критерия устойчивости.

Рассмотрим конкретную трещину. Пусть в результате воздействия на нее импульса она увеличилась вдвое. Это означает, что у следующего импульса амплитуда может быть в $\sqrt{2}$ раз меньше, но длительность должна возрасти в два раза. Если считать, что энергия импульса есть $\tau_n \sigma_0^2$, то она останется постоянной. В этом случае серия импульсов последовательно расширяет одну и ту же группу трещин. Минимальное значение энергии импульса для данного материала определяется формулой

$$\frac{\sigma_0^2 \tau_n}{E} = \frac{\Gamma}{3c_{зв}}$$

непосредственно следующей из (7.2) и (7.3). Поэтому для эффективного разрушения материала можно использовать последовательность импульсов убывающей амплитудой и возрастающей длительностью. Первый импульс целесообразно делать максимально коротким, что позволит воздействовать на самые мелкие трещины. Отметим, что при очень высоких скоростях нагружения, связанных с интенсивными импульсами напряжения, материалы, которые обычно считаются вязкими, могут вести себя как хрупкие. При этом не возникает дополнительных потерь энергии на пластическую деформацию. Таким образом, задавая ту или иную временную структуру лазерного излучения, можно эффективно управлять процессами разрушения.

Дополнительные возможности появляются при использовании пространственной структуры излучения. Разрушения, производимые импульсами напряжений,

отличаются от статических. При коротких импульсах только малая часть образца находится в напряженном состоянии и разрушения могут возникать в одной области образца независимо от того, что происходит в другой. Если импульс сжатия падает на свободную границу, он приводит к образованию импульса растяжения. Это может, например, приводить к отколу части материала с обратной стороны пластины, на переднюю сторону которой воздействует лазерное излучение. При наклонном отражении образуется как импульс растяжения, так и импульс искажения. Интерференция таких импульсов приводит к сложным распределениям напряжений. В результате могут возникнуть напряжения достаточно большие, чтобы производить разрушения, даже если амплитуда падающего импульса слишком мала для этого. Управление разрушением с помощью создания соответствующей пространственной структуры лазерного излучения должно основываться на учете формы образца, интерференции отраженных волн, а также процессов затухания и диссипации ударных волн.

7.3. Роль микроструктуры твердого тела при лазерном разрушении

Результаты лазерного воздействия на твердое тело зависят от конкретных особенностей его структуры: дислокаций, микротрещин, пор, примесей, межзеренных границ, напряжений, пространственного расположения дефектов и областей растяжения и сжатия. При взаимодействии с микроструктурой твердого тела может возникать неравномерность энерговыделения, а также изменение характеристик распространяющейся волны. Многое зависит и от характеристик самого излучения. Показательно в этом плане действие лазеров на прозрачные материалы (полимеры, стекла и т.д.). Заметим, что проблема лазерного разрушения прозрачных твердых тел в целом более сложная, чем для непрозрачных, и механизмы разрушения (особенно на стадии инициирования) существенно различаются [166, 167]. Для прозрачных материалов особенно четко видна зависимость разрушения от режима работы лазеров. Оказалось, что стойкость обычных полимерных материалов к мощному лазерному излучению в режиме многократного воздействия существенно ниже, чем при однократном облучении [168]. В работах Маненкова и др. [169–172], где исследовались закономерности процесса разрушения прозрачных полимеров, было установлено существование эффекта накопления при многократном лазерном воздействии. Процесс начинается с энерговыделения на поглощающих дефектах и разделяется на две стадии: медленную и быструю. На первой, медленной стадии от импульса к импульсу со скоростью $< 10^3$ см с^{-1} происходит эволюция поглощающего дефекта и образуется микроразрушение размером до 1 мкм. На быстрой стадии пороговым образом возникает разрушение размером более 1 мкм, увеличивающееся со значительной скоростью ($\geq 10^4$ см с^{-1}) до размеров 10–30 мкм, при последовательных импульсах вплоть до возникновения трещины размером 100 мкм. Эта стадия в отличие от первой, сопровождалась заметным свечением в видимой и ближней УФ областях. Температура составляла 10^4 К, а длительность импульса свечения — 10^{-7} с. Разрушение на второй стадии соответствовало возникновению в каждом импульсе ионизационной волны поглощения [173].

При однократном импульсе его интенсивность I_1 определяется условиями возникновения ионизационной волны. Процесс многократного разрушения может реализовываться при относительно небольших интенсивностях лазерного излучения ($I \ll I_1$). В работах [172, 170] был предложен механизм для первой стадии процесса лазерного разрушения. При воздействии на полимер лазерных импульсов в результате поглощения энергии излучения разного рода дефектами и включениями в окружающей их матрице возникают упругие напряжения, сравнимые с пределом прочности полимеров. Эти импульсные напряжения совместно с остаточными статическими напряжениями приводят к механодеформации полимеров в матрице и образованию вследствие этого колебательно-возбужденных радикалов, поглощающих лазерное излучение. Как показал эксперимент [172], концентрация радикалов оказывается весьма значительной и может составить величину 10^{21} см^{-3} .

При последовательных лазерных импульсах вокруг включений происходит накопление остаточных напряжений. В результате скорости образования возбужденных радикалов возрастают, что приводит к увеличению поглощения падающего излучения. При превышении некоторого критического значения происходит потеря устойчивости, распространяется волна поглощения и образуются микроразрушения. Это критическое значение и является порогом многоимпульсного разрушения. При дальнейшем облучении происходит постепенное увеличение размеров микроразрушений вплоть до макроразмеров.

Аналогичный, хотя и несколько менее выраженный характер имеет эффект накопления для стекол [174–176]. Он сильно зависит от условий облучения (частоты повторения импульсов) и микроструктуры образцов. Здесь процесс разрушения также начинается со структурных изменений, возникающих на поглощающих микро-неоднородностях [174].

В процессах лазерного разрушения наряду с эффектом накопления проявляется и размерная зависимость (т.е. зависимость от размеров облучаемой области) [177–179]. Наличие большой концентрации дефектов, которые оказывают значительное влияние на прочность, приводит к тому, что высокие пороги разрушения (10^{10} – $10^{11} \text{ Вт см}^{-2}$) могут реализоваться лишь в очень малых объемах (10^{-8} – 10^{-10} см^3). При увеличении области воздействия лазерного луча происходит снижение порога разрушения из-за повышения вероятности попадания в нее соответствующих дефектов. Был также обнаружен эффект взаимного влияния двух пространственно-разделенных сфокусированных лазерных пучков. При этом порог разрушения зависел от расстояния между пучками [179]. Более выгодной для разрушения оказывается пространственно-неоднородная структура импульсов. Таким образом, для прозрачных твердых тел можно эффективно управлять разрушением, подбирая ту или иную пространственно-временную структуру лазерного излучения.

Для непрозрачных твердых тел существенное влияние на процесс разрушения оказывает взаимодействие ударных волн, инициируемых лазерами, с дефектами. Рассматривались возможности пространственной фокусировки ударной волны и изменение ее временной структуры системой пор. При разогреве и повышении пластичности металла могут возникать кавитационные

явления. В этом случае поры сжимаются и схлопываются с большим энерговыделением. Могут возникать кумулятивные струйки, которые дополнительно разрушают материал. Образование таких струек особенно эффективно происходит для цилиндрических, конических и некоторых других форм полостей [180].

Уязвимыми местами конструкций, если их подвергать лазерному воздействию, являются места соединения элементов конструкции, где имеются области растяжения материала, остаточные напряжения, повышенные концентрации дефектов. При действии в материале ударных волн, возбуждаемых лазером, в этих областях происходит повышенное локальное энерговыделение и возникают дополнительные напряжения. Так же, как и в случае прозрачных твердых тел, здесь существует эффект накопления, и сравнительно слабое многоимпульсное воздействие может подвести конструкцию к пределу устойчивости.

8. О кибернетических аспектах лазерного управления

Необходимо хотя бы в краткой форме остановиться на кибернетической стороне проблемы. Как уже отмечалось, лазерный луч с его энергетическими, спектральными, пространственными и временными характеристиками может использоваться для эффективного управления самыми разнообразными процессами в твердом теле: от выращивания кристаллов до разрушения. Для большой совокупности процессов оказывается возможным подобрать свой лазерный "ключ", позволяющий избирательно воздействовать на них и создавать многочисленные сложные структуры. В твердом теле при различных параметрах облучения в результате самоорганизации возникает последовательный ряд сменяющих друг друга форм. В нем существует сложная система взаимозависимостей, нелинейных взаимодействий, обратных связей, неустойчивостей, включающая в себя огромный объем информации.

Любое управление тесно связано с информационным воздействием. Особенность лазерного луча в том, что он может нести большой объем информации, необходимой для включения тех или иных процессов. Каждый элемент структуры, каждая система дефектов имеет свои особенности, свои каналы для воздействия, свои факторы риска. Понимание их особенностей открывает определенные возможности получения структур с заданными свойствами. В этом плане можно, по-видимому, говорить о начале нового поколения лазерной технологии, основанной на подборе своего рода "ключа" к различным процессам в твердом теле и управления ими.

С кибернетической точки зрения для эффективного управления необходима информация о состояниях системы и о том, каким образом меняются эти состояния. Наряду с познанием закономерностей протекающих процессов в управлении может быть использована информация о текущем состоянии объектов, получаемая с помощью различных детекторов и датчиков. В 80-е годы был сделан важный шаг в этом направлении: появились лазерные установки с использованием принципа обратной связи. Примером служит установка фирмы Vanzetti Systems [181] для пайки и контроля паяных соединений в производстве интегральных схем, в которой используется детектор с соответствующим

программным обеспечением. ИК сигнал, излучаемый в процессе лазерной пайки, попадает в детектор, сигналы которого преобразуются в цифровую форму. Затем компьютер сравнивает характеристику полученного сигнала со стандартным образцом. Лазерный луч по сигналу от компьютера прерывается в тот момент, когда припой начинает течь или когда возникает дефектное соединение, а также в случае рассогласования луча. Для характеристики установок такого типа иногда применяют термин "умные" (intelligent).

Расширение области применения подобных установок связано с разработкой и совершенствованием детекторов. Так, наряду с ИК детектором представляется перспективным использование детектора акустических сигналов, возбуждаемых лазером и несущих информацию о процессах в зоне облучения [182]. Следя с помощью детектора за ходом процессов в твердом теле, система регулирует длительность (и другие свойства) лазерного излучения, позволяя изменять воздействие в нужном направлении для получения заданного результата.

Здесь можно говорить об определенных биологических аналогиях. Характерны термины, содержащие параллели с живым организмом: усталость и живучесть материала, память формы, болезни металла, коррозионная стойкость и т.д. И это не просто внешнее сходство, а отражение сущности явлений.

Кинетика процессов в твердом теле занимает своего рода промежуточное положение между кинетикой процессов в биологии [183] и газах [18]. Для теории газов и для классической физики в целом характерна устойчивость. В биологии устойчивость скорее исключение, чем правило. Эволюция — это бесконечная смена одних устойчивых состояний другими, проходящая через неустойчивости. Любая живая система (организм, популяция, биоценоз) живет лишь конечное время. Она устойчива лишь на этом промежутке.

Весьма сходная ситуация имеет место и для структур в твердом теле, находящемся под действием лазерного облучения. В живом организме существует сложное переплетение каскадов химических реакций, в которых продукт одной реакции становится исходным материалом для другой. Подобно этому в твердом теле наблюдаются цепочки диссипативных структур, каждая из которых становится исходной для последующих. В целом же, процессы самоорганизации в твердом теле при наличии обратной связи с помощью датчиков и компьютера с управляющим воздействием дают перспективу создания систем, включающих лазеры, твердое тело и компьютер, во многом подобных биологическим и способных к саморазвитию.

Благодарности

Авторы признательны В.С. Голубеву, В.И. Емельянову, Г.А. Калюжной, Т.С. Мамедову и В.Н. Семиногову за стимулирующие обсуждения. Авторы благодарны Международному научному фонду (грант NLH000), Российскому фонду фундаментальных исследований, а также INTAS-94-0902 за финансовую поддержку.

Список литературы

1. Анисимов С И, Имас А Я, Романов Г С, Ходыко Ю В *Действие излучения большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970)

2. Рэди Дж *Промышленные применения лазеров* (М.: Мир, 1981)
3. Веденов А А, Гладуш Г Г *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
4. Duley W W *Laser processing and analysis of materials* (New York, London: Plenum press, 1983)
5. Арутюнян Р В, Баранов В Ю, Большов Л А и др. *Воздействие лазерного излучения на материалы* (М.: Наука, 1989)
6. Рыкалин Н Н, Углов А А, Зуев И В, Кокора А Н *Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов* (М.: Машиностроение, 1985)
7. Абилюсипов Г А, Велихов Е П, Голубев В С и др. *Мощные газоразрядные CO₂-лазеры и их применения в технологии* (М.: Наука, 1984)
8. Двуреченский А В, Качурин Г А, Нидаев Н Н, Смирнов Л С *Импульсный отжиг полупроводниковых материалов* (М.: Наука, 1982)
9. Панченко В Я, Семиногов В Н, Худобенко А И *Квант. электрон.* **16** 1226 (1989)
10. Вивер Л А, в сб. *Применение лазеров* (М.: Мир, 1974)
11. Houle F A *Appl. Phys.* **A41** 315 (1986)
12. Левинсон Г М, Смилга В И *Квант. электрон.* **3** 1637 (1986)
13. Артамонова Н Д, Платоненко В Т, Хохлов Р В *ЖЭТФ* **58** 2195 (1970)
14. Краснов И В, Шапарев Н Я, Шкедов И М *Оптимальные лазерные воздействия* (Новосибирск: Наука, 1989)
15. Панченко В Я, Толстошеин А А *Хим. физика* **6** 16 (1987)
16. Панченко В Я, Попов В К, Семиногов В Н, Худобенко А И *Изв. РАН. Сер. Физ.* **36** 91 (1992)
17. Панченко В Я, Семиногов В Н, Соколов В И *Итоги науки и техники Т. 3* (М.: ВИНТИ, 1989) с. 91
18. Гордиец Б Ф, Осипов А И, Шелепин Л А *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры* (М.: Наука, 1980)
19. *Lasers Opt.* **7** 55 (1988)
20. *Elektronics* **60** 34 (1987)
21. Гордиец Б Ф, Осипов А И, Панченко В Я *Тр. ФИАН* **107** 68 (1979)
22. Медведев С А, Иванникова Г Е *Электронная техника. Полупроводниковые приборы* **4** 29 (1970)
23. Гуро Г М, Калюжная Г А, Мамедов Т С, Шелепин Л А *Тр. ФИАН* **124** 127 (1980)
24. Гуро Г М, Калюжная Г А, Мамедов Т С, Шелепин Л А *ЖЭТФ* **77** 2366 (1979)
25. Гуро Г М, Калюжная Г А, Мирзоев Ф Х, Шелепин Л А *Тр. ФИАН* **177** 85 (1987)
26. Калюжная Г А, Киселева К В *Тр. ФИАН* **177** 5 (1987)
27. Бартон В К, Кабрера Н, Франк Ф Ц *Элементарные процессы роста кристаллов* (М.: ИЛ, 1959)
28. Бару В Г, Волькенштейн Ф Ф *Влияние облучения на поверхностные свойства полупроводников* (М.: Наука, 1978)
29. Большова К В, Левченко И С, Шубин А А *ПТЭ* **2** 228 (1968)
30. Гегузин Я Е *Диффузионная зона* (М.: Наука, 1979)
31. Горина Ю И, Калюжная Г А, Киселева К В и др. *Физ. и техн. полупроводн.* **13** 305 (1979)
32. Осипьян Ю А, Савченко И Б *Письма в ЖЭТФ* **7** 139 (1968)
33. Осипьян Ю А, Петренко В Ф, Савченко И Б *Письма в ЖЭТФ* **13** 622 (1970)
34. Осипьян Ю А, Петренко В Ф, Шахсаидов М Ш *Письма в ЖЭТФ* **20** 363 (1974)
35. Осипьян Ю А, Петренко В Ф *Письма в ЖЭТФ* **17** 555 (1973)
36. Александров О В, Зайцев В В, Зеликман И И и др. *КСФ* **2** 45 (1984)
37. Bauerle D *Europhys. News* **14** 9 (1983)
38. Зайцев В В, Калюжная Г А, Мамедов Т С, Шелепин Л А *ЖТФ* **55** 955 (1985)
39. Мамедов Т С, Мирзоев Ф Х, Рзаев С Г, Шелепин Л А *Квант. электрон.* **20** 714 (1993)
40. Арзуов М Н, Бункин Ф В, Кириченко К А и др. *Письма в ЖТФ* **5** 193 (1979)
41. Прохоров А М, Конов В И, Урсу И, Михайлеску И Н *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988)
42. Wautelet M *Appl. Phys.* **A50** 131 (1990)
43. Schafer S A, Lyon S A *Phys. Mag.* **55** 261 (1987)

44. Бурмистров А И Конов В И *Физ. и хим. обр. матер.* **3** 3 (1982)
45. Александров Л Н *Кинетика кристаллизации и перекристаллизации полупроводниковых пленок* (Новосибирск: Наука, 1985)
46. Ready J F *Proc. IEEE* **70** 7 (*Применения лазеров* (М.: Мир, 1982))
47. van Vechten J A, Tsu R, Saris F W *Phys. Lett. A* **74** 417 (1979)
48. Boyd L W *Contemp. Phys.* **24** 261 (1983)
49. Boyd L W *Appl. Phys. Lett.* **42** 728 (1983)
50. Blum S E, Brown K H, Srinivasan R *Appl. Phys. Lett.* **43** 1026 (1983)
51. Eggermont Y E, Falster R, Hahn S K *Solid State Technol.* **26** 171 (1983)
52. Бобырев В А, Бойко В И, Бункин Ф В и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **51** 1180 (1987)
53. Келли А, Гровс Г *Кристаллография и дефекты в кристаллах* (М.: Мир, 1974)
54. Маркевич М И, Чапланов А М *Металлофизика* **7** 100 (1985)
55. Бойко В И, Лукьянчук Б С, Царев Е П *Тр. ИОФАН* **30** 6 (1991)
56. Бойко В И, Бункин Ф В, Лукьянчук Б С, Царев Е Р *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **49** 1236 (1985)
57. Vy'chkov Yu A, Mirzoev F Kh, Panchenko V Ya *Proc. SPIE* **1352** 140 (1990)
58. Корнюшин Ю В *Явления переноса в реальных кристаллах во внешних полях* (Киев: Наукова думка, 1985)
59. Горобей Н Н *ФТТ* **28** 2252 (1986)
60. Мирзоев Ф Х, Емельянов В И, Шелепин Л А *Квант. электрон.* **21** 769 (1994)
61. Хакен Г *Синергетика* (М.: Мир, 1985)
62. Николис Г, Пригожин И *Самоорганизация в неравновесных системах* (М.: Мир, 1979)
63. Asmus J, Baker F S *Res. of 10th Symposium of Electron Ion and Laser Beam Technology* (San Francisco, 1969) p. 241
64. Вейко В П, Котов Г А, Либенсон М Н, Никитин М Н *ДАН СССР* **208** 587 (1973)
65. Карлов Н В, Кириченко К А, Лукьянчук Б С *Лазерная термодинамика* (М.: Наука, 1992)
66. Бобырев В А, Бункин Ф В, Кириченко Н А и др. *Поверхность* **4** 134 (1984)
67. Бобырев В А, Бункин Ф В, Кириченко Н А и др. *Квант. электрон.* **10** 793 (1983)
68. Бункин Ф В, Кириченко К А, Лукьянчук Б С *УФН* **138** 45 (1982)
69. Бузыкин О Г, Бурмистов А В *Поверхность* **12** 63 (1982)
70. Анисимов Н Р *Письма в ЖТФ* **8** 1320 (1982)
71. Гольберг С М, Трибельский М И *Письма в ЖТФ* **8** 178 (1982)
72. Алимов Д Т, Бункин Ф В, Едва́ный И В и др. *Поверхность* **9** 82 (1982)
73. Алимов Д Т, Атабаев Ш, Бункин Ф В *Поверхность* **8** 12 (1982)
74. Langer G S *Rev. Mod. Phys.* **52** 1 (1980)
75. Бобырев В А, Бункин Ф В, Дэли Е и др. *Квант. электрон.* **9** 1943 (1982)
76. Ковальчук Ю В, Каландарашвили К Г, Портной Е А *Письма в ЖТФ* **8** 7 1982
77. Баграташвили В Н, Банишев А Ф, Емельянов В И, Панченко В Я и др. Препринт НИЦТЛ АН СССР, № 32 (Троицк, 1987)
78. Rotshild R, Arnone C, Ehrlich J. *Mater. Research* **2** 244 (1987)
79. Bauerly D *Surf. Sci.* **208** 232 (1989)
80. Эшельби Дж *Континуальная теория дислокаций* (М.: ИЛ, 1963)
81. Косевич А М *Физическая механика реальных кристаллов* (М.: Наука, 1986)
82. de Diego N, Mirn M, Ruhl *Acta metall.* **27** 1445 (1979)
83. Horz G, Popovic M *Acta Metall.* **27** 1453 (1979)
84. Сидоренко Ф А, Эльнер В Я, Гельд П В *ФТТ* **22** 619 (1980)
85. Сугаков В И Препринт ИТФ № 70Р (Киев, 1984)
86. Evans J *Nature* **229** 403 (1971)
87. Вейко В П, Имас Я И, Либенсон М Н и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **49** 1236 (1985)
88. Будзуляк И М, Данилевич О И, Збыковская Н И и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **49** 765 (1985)
89. Емельянов В И, Кашкаров П К, Чеченин Н Г *ФТТ* **30** 2259 (1988)
90. Бугаев А А, Коложков А В *ФТТ* **26** 3487 (1984)
91. Вернер И В, Цуканов В В *ЖТФ* **55** 2236 (1985)
92. Девятко Ю Н, Тронин Н *Письма в ЖЭТФ* **37** 278 (1983)
93. Василевский М И, Ершов С Н, Пантелеев В А *ФТТ* **27** 2282 (1985)
94. Емельянов В И Препр. физич. фак. МГУ № 5 (Москва, 1985)
95. Емельянов В И Тез. докл. IV Межд. симп. по проб. ст. мех. (Дубна: ОИЯИ, 1988)
96. Емельянов В И, Уварова И Ф *ЖЭТФ* **94** 255 (1988)
97. Емельянов В И, Уварова И Ф *Металлофизика* **11** 101 (1989)
98. Емельянов В И, Уварова И Ф *Физ. и хим. обр. матер.* **2** 12 (1990)
99. Мирзоев Ф Х, Панченко В Я, Шелепин Л А Препринт ФИАН № 88 (Москва, 1989)
100. Mirzoev F Kh, Panchenko V Ya, Shelepin L A *J. Laser Research* **10** 404 (1989)
101. Алиева М А, Мирзоев Ф Х, Шелепин Л А *КСФ* **3** 9 (1990)
102. Емельянов В И, Сумбатов А А *Поверхность* **7** 122 (1988)
103. Eme'yanov V I *Laser Phys.* **2** 390 (1992)
104. Банишев А Ф, Володин Б Л, Емельянов В И, Мерзляков К С *ФТТ* **32** 2529 (1990)
105. Мирзоев Ф Х, Шелепин Л А *Письма в ЖТФ* **17** 31 (1991)
106. Алиева М А, Мирзоев Ф Х, Емельянов В И, Шелепин Л А *КСФ* **10** 43 (1989)
107. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория упругости* (М.: Наука, 1987)
108. Сугаков В И *ФТТ* **31** 4 (1989)
109. Кернер Б С, Осипов В В *Микроэлектроника* **12** 502 (1983)
110. Кернер Б С, Осипов В В *УФН* **160** 1 (1990)
111. Селищев П П, Сугаков В И *ФТТ* **30** 2611 (1988)
112. Селищев П П, Сугаков В И *Металлофизика* **12** 106 (1990)
113. Мирзоев Ф Х, Фетисов Е П, Шелепин Л А *Тр. ФИАН* **177** 99 (1987)
114. Володин Б Л, Емельянов В И *Квант. электрон.* **17** 1025 (1990)
115. Давыдов А С *Теория твердого тела* (М.: Наука, 1986)
116. Палатник Л С, Черемской П Г, Фукс М Я *Поры в пленках* (М.: Энергоиздат, 1982)
117. Kryuchenko Yu V, Sugakov V I *Phys. Status. Solidi B* **111** 177 (1982)
118. Rudko V N, Sugakov V I *Phys. Status. Solidi B* **126** 703 (1984)
119. Ахмезер И А, Давыдов Л И, Спольник А А *ФММ* **43** 937 (1977)
120. Мирзоев Ф Х, Фетисов Е П, Шелепин Л А *Письма в ЖТФ* **12** 1489 (1986)
121. Мирзоев Ф Х, Решетняк С А, Фетисов Е П, Шелепин Л А Препринт МИФИ № 17 (Москва, 1986)
122. Мирзоев Ф Х, Фетисов Е П, Шелепин Л А *Тр. ФИАН* **177** 121 (1987)
123. Мирзоев Ф Х, Фетисов Е П, Шелепин Л А *КСФ* **11** 30 (1986)
124. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1985)
125. Максимов Л А, Рязанов А И *ЖЭТФ* **79** 2311 (1980)
126. Демчук А В, Данилович Н Н, Лабунова В Н *Поверхность* **11** 26 (1985)
127. Углов А А, Смуров И Ю, Лашин А М, Гуськов А Г *Моделирование теплофизических процессов импульсного лазерного воздействия на металлы* (М.: Наука, 1991)
128. Locke E V, Hoag E D, Hella R A *IEEE J. QE-8* 132 (1972)
129. Ахманов С А, Емельянов В И, Коротеев Н И, Семиногов В Н *УФН* **147** 675 (1985)
130. Емельянов В И, Семиногов В Н, в сб. *Итоги науки и техники* **1** (М.: ВИНТИ, 1988) с. 118
131. Самохин А А *Тр. ИОФАН* **13** 2 (1988)
132. Birnbaum M J *Appl. Phys.* **36** 3688 (1965)
133. Анисимов В Н, Баранов В Ю, Большов Л А и др. *Поверхность* **7** 138 (1983)
134. Jain A K, Kulkarni V N, Sood D K, Uppal J C *Appl. Phys.* **52** 4882 (1981)
135. Keilmann F *Phys. Rev. Lett.* **51** 2097 (1983)
136. Конов В И, Прохоров А М, Сычугов В А, Токарев В Н *Поверхность* **1** 128 (1985)
137. Емельянов В И, Конов В И, Семиногов В Н, Токарев В Н Препринт ИОФАН № 89 (Москва, 1987)
138. Keilmann F, Bai Y N *Appl. Phys.* **A29** 9 (1982)
139. Arata Y, Abe N, Oda T *Proc. 5th Int. Symp.* (Oxford, 20–24, Aug. 1984) (Boston)
140. Hutley M, Maestre D *Opt. Commun.* **19** 431 (1984)
141. Ursu I, Mihailescu I N, Popa A L, Prochorov A M et al. *Appl. Phys. Lett.* **45** 365 (1984)
142. Арутюнян Р В, Большов Л А, Московченко А В *Поверхность* **11** 5 (1985)
143. Бугаев А А, Захарченя Б Н, Иванов М Г *Письма в ЖТФ* **12** 220

- (1986); *ФТТ* **28** 1484 (1986)
144. Левченко Е Б, Черняков А Л *ЖЭТФ* **7** 202 (1981)
 145. Мирзоев Ф Х, Леденев В И *Квант. электрон.* **20** 1875 (1993)
 146. Бункин Ф В, Трибельский М И *УФН* **130** 193 (1980)
 147. Mirzoev F Kh, Shelepin L A *J. Laser Research* **16** 201 (1995)
 148. Мирзоев Ф Х *Квант. электрон.* **21** 147 (1994)
 149. Мирзоев Ф Х *Поверхность* **10** 32 (1994)
 150. Postacioglu N, Karadia P, Dowden J J. *Phys. D: Appl. Phys.* **22** 1050 (1989)
 151. Букатый В И, Погодаев В А, Чапоров Д П *ПМТФ* **2** 30 (1979)
 152. Рыкалин Н Н, Углов А А, Зуев И В и др. *ЖЭТФ* **85** 1953 (1983)
 153. Голубев В С, Банишев А Ф, Храмова О Д *Изв. РАН. Сер. Физ.* **57** 1220 (1993)
 154. Углов А А, Селищев С В *Автоколебательные процессы при воздействии концентрированных потоков энергии* (М.: Наука, 1987)
 155. Ланда П С *Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы* (М.: Наука, 1980)
 156. Углов А А, Селищев С В *Итоги науки и техники* **20** 61 (М.: ВИНТИ, 1989)
 157. Ретель В Р, Слущер А И, Томашевский Э Е *Кинетическая природа прочности твердых тел* (М.: Наука, 1974)
 158. *Механика разрушения. Разрушение материалов* (М.: Наука, 1979)
 159. Работнов Ю Н *Введение в механику разрушения* (М.: Наука, 1987)
 160. Griffith A A *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* **221** 163 (1920)
 161. Владимирова В И *Физическая природа разрушения металлов* (М.: Металлургия, 1984)
 162. Кусов А А *ФТТ* **21** 3095 (1979)
 163. Журов С Н *ФТТ* **25** 3119 (1983)
 164. Петров В А *ФТТ* **25** 3124 (1983)
 165. Steverding B, Dudel H P J. *Appl. Phys.* **47** 1940 (1976)
 166. Маненков А А, Прохоров А М *УФН* **148** 179 (1986)
 167. Дюмаев К М, Маненков А А, Маслоков А П и др. *Тр. ИОФАН* **33** 3 (1991)
 168. Ашкинадзе Б М, Владимиров В И, Лихачев В А и др. *ЖЭТФ* **50** 1187 (1966)
 169. Маненков А А, Нечитайло В С *Квант. электрон.* **7** 616 (1980)
 170. Дюмаев К М, Маненков А А, Маслоков А Л и др. *Квант. электрон.* **10** 810 (1983); *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **49** 1084 (1985)
 171. Маненков А А, Матюшин Г А, Нечитайло В С, Цаприлов А С *Квант. электрон.* **11** 839 (1984)
 172. Тимашев С В *ДАН СССР* **276** 898 (1984)
 173. Маненков А А, Матюшин Г А, Нечитайло В С и др. *Квант. электрон.* **10** 1360 (1983)
 174. Балицкас С К, Малдугис Э К *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **49** 1076 (1985)
 175. Еронько С Б, Журков С Н, Чмель А С *ФТТ* **24** 733 (1982)
 176. Китина И Г, Клыбер В Е *Квант. электрон.* **7** 2427 (1980)
 177. Merkl L D, Koumvakalis N, Bass M J J. *Appl. Phys.* **55** 772 (1984)
 178. Данилейко Ю К, Минаев Ю П, Николаев В Н, Сидорин А В *Квант. электрон.* **8** 2362 (1981)
 179. Гомелаури Г В, Епифанов А С, Маненков А А, Прохоров А М *ЖЭТФ* **79** 2356 (1980)
 180. Меркулова С П, Шелепин Л А, Шубин А А *Тр. ФИАН* **177** 133 (1987)
 181. *Elektronika* **60** 91 (1987)
 182. Patel C K N, Tam A C *Rev. Mod. Phys.* **53** 517 (1981)
 183. Свиревеж Ю М *Нелинейные волны, диссипативные структуры и катастрофы в экологии* (М.: Наука, 1987)

LASER CONTROL OF PROCESSES IN SOLIDS

F.Kh. Mirzoev, V.Ya. Panchenko

*Scientific Research Centre for Technological Lasers (NICTL), Russian Academy of Sciences,
ul. Syvatozerskaya 1, 140700 Shatura, Moscow Region, Russia*

Tel. (7-095) 2-59 95

Fax (7-095) 2-25 32

E-mail: panch@nictl.msk.su

L.A. Shelepin

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 117924 Moscow, Russia*

Tel. (7-095) 132-67 54

Fax (7-095) 135-24 08

E-mail: optdep@sci.fian.msk.su

The possibilities for the laser control of solid-state processes using information contained in energetic, spectral and spatio-temporal laser-beam characteristics are investigated. The effect of laser radiation on various processes such as crystal growth, formation of surface and bulk defect structures, molten instabilities and damage of materials both on the basis of selectivity and selforganization are considered. The dependences of the types and parameters of the structures on laser-beam characteristics are investigated.

PACS numbers: **42.62.-b**

Bibliography — 183 references

Received 17 March 1995, revised 2 August 1995