

Лекция **5**. Тепловые эффекты,
сопровождающие лазерный нагрев.
Доиспарительные механизмы разрушения,
плавление.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МЕХАНИЗМОВ ЛАЗЕРНОГО РАЗРУШЕНИЯ

Использование лазерных технологий, как и многих других, во многих практических случаях ставит своей конечной целью разрушение материала.

Термин "разрушение" при воздействии лазерного излучения на материалы достаточно условен. В окончательный процесс разрушения материалов вносят вклад предшествующие этапы, которые протекают при нагреве металла до температуры разрушения.

На первоначальных стадиях разогрева это:

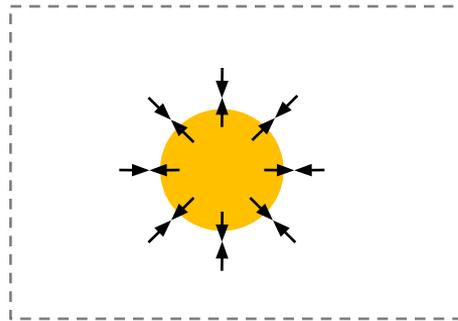
- инициируемые лазерным излучением термодетформации (упругие, пластические и вязкоупругие)
- химические реакции (окисление и разложение)
- стимулирование миграции дефектов в глубь материала и т.п.

это доиспарительные механизмы разрушения

Дальнейшее повышение температуры приводит к интенсивному испарению материала. Процессом разрушения можно управлять как изменением плотности мощности лазерного излучения и временем воздействия его на материалы, так и состоянием поверхности материала, поскольку его поглощательная способность зависит от температуры.

МЕХАНИЧЕСКОЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ

В результате формирования локального теплового поля и отсутствия свободного расширения нагретых областей материала возникают термонапряжения.



Величина термонапряжений, возникающих при лазерной обработке, определяется локальным перегревом и упругими и реологическими свойствами материала.

При лазерной обработке хрупких материалов их разрушение происходит обычно под действием упругих напряжений (во время обработки) поскольку предел прочности таких материалов лежит, как правило, ниже температур появления вязкоупругих или пластических деформаций.

Справедлива оценка: $\sigma \approx E\alpha_T T_{\max}$

E – модуль упругости, α_T – коэффициент теплового расширения

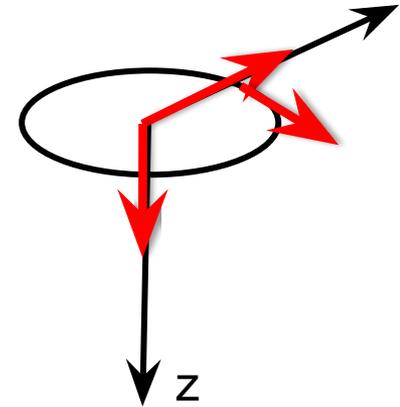
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ В МАТЕРИАЛЕ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ НАГРЕВЕ

В цилиндрических координатах:

$$\sigma_{zz} = -\frac{\alpha_T E_M T}{1 - \mu_p} \quad \text{нормальные}$$

$$\sigma_{rr} = \frac{\alpha_T E_M}{1 - \mu_p} \frac{1}{r^2} \left(-\int_g^r T r dr \right) \quad \text{нормальные}$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{\alpha_T E_M}{1 - \mu_p} \frac{1}{r^2} \left(\int_g^r T r dr - T r^2 \right) \quad \text{азимутальные}$$

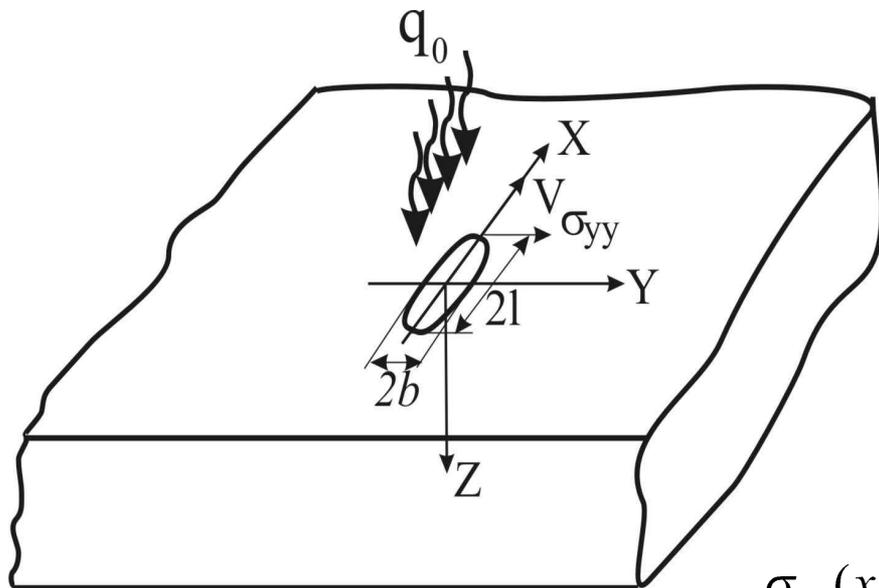


Видно, что нормальные компоненты тензора напряжений сжимающие, а азимутальные могут быть как сжимающими, так и растягивающими.

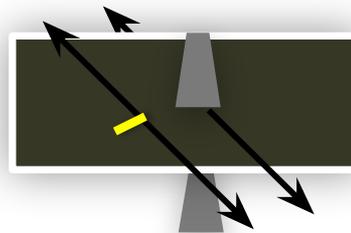
Устойчивость материала к действию термоупругих напряжений характеризуют максимальной величиной локального перегрева T_p , при котором разрушение еще не происходит.

$$T_t \sim \frac{\sigma_p (1 - \mu_p)}{\alpha_T E}$$

ЛАЗЕРНОЕ ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЕ



Нагретая область действует как клин.



$$\sigma_{yy}(x, 0) = -\frac{2\alpha_T T_{\max} E}{(1 - \mu_p)\pi} \left(-\operatorname{arctg} \frac{b}{x-l} + \operatorname{arctg} \frac{b}{x+l} \right)$$

На границе области происходит скачкообразное изменение знака напряжений – они становятся положительными (растягивающими).

Технология лазерного термораскалывания применяется для разделения силикатных стекол, сапфира, алюмосиликатной керамики, монокристаллического кварца и др.

ЛАЗЕРНОЕ ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЕ

Для лазерного термораскалывания стекла обычно используют CO_2 -лазер, излучение которого поглощается в поверхностном слое стекла.

Для осуществления термораскалывания необходимо, чтобы напряжения превышали порог прочности на обеих поверхностях стекла. В то же время температура не должна превышать температуру стеклования. Низкая теплопроводность стекла обеспечивает высокое время прогрева пластины по толщине, следовательно, скорости раскроя будут невелики.

Недостатки технологии термораскалывания

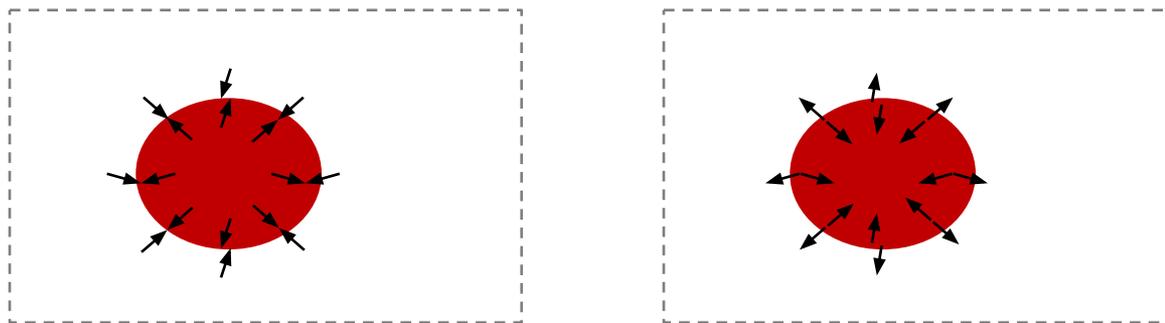
- низкая скорость резки, низкая производительность

Преимущества технологии термораскалывания

- отсутствие отходов, более экономичное использование стекла
- исключение операций шлифовки полировки края стекла
- хорошая точность и воспроизводимость размеров вырезаемых деталей
- получение бездефектных краев (без сколов и поперечных трещин)

РАЗРУШЕНИЕ ОСТАТОЧНЫМИ НАПРЯЖЕНИЯМИ

Основной причиной возникновения остаточных напряжений в стекле при лазерной обработке является релаксация напряжений во время цикла нагревание-охлаждение.



Если во время лазерного воздействия происходит полная релаксация напряжений, то величина остаточных напряжений будет равна величине упругих напряжений при максимальной температуре, но с обратным знаком – они станут растягивающими.

Это соответствует высоким температурам нагревания стекла, когда вязкость мала, либо временам нагревания много большим, чем *характерное время релаксации напряжений* $\theta = \eta/G$, где η – вязкость материала, G – модуль сдвига.

РАЗРУШЕНИЕ ОСТАТОЧНЫМИ НАПРЯЖЕНИЯМИ

При кратковременном нагревании до температур значительно ниже температуры размягчения стекла, когда времена нагревания сравнимы с характерным временем релаксации θ , можно предположить, что вязкость стекла при нагревании скачком уменьшается до значения соответствующего максимальной температуре и сохраняется некоторое время на постоянном уровне.

Величину остаточных напряжений можно оценить по величине релаксации напряжений.

$$\sigma_{ост} \approx -\sigma_{у\max} \left(1 - e^{-\frac{\eta}{G}t} \right)$$

Для более точной оценки величины остаточных напряжений, возникающих в результате лазерного воздействия, необходимо учитывать изменение времени релаксации $\theta = \eta/G$ при изменении температуры.

ХИМИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ РАЗРУШЕНИЯ

Химические реакции, стимулированные нагреванием, приводят к изменению состава и свойств поверхности, что можно трактовать как разрушение или создание предпосылок к разрушению.

Рассмотрим подробнее термохимические механизмы лазерного разрушения полупроводников на примере диссоциирующего полупроводника арсенида галлия.

В основе теоретического описания лежат две модели твердофазного разложения материала сложного состава: диффузионная и кинетическая.

Диффузионная модель разложения.

При достижении температуры разложения $T_p = 700$ °С, происходит испарение летучего компонента (мышьяка) из поверхностного слоя.

Предполагается, что компонентный состав среды в зоне реакции изменяется во времени и пространстве непрерывно, фронт реакции оказывается размытым, а полное разложение получается лишь в асимптотическом пределе.

ОСОБЕННОСТИ НАГРЕВА ДИССОЦИИРУЮЩЕГО МАТЕРИАЛА

Диффузионные явления при импульсном лазерном воздействии проходят в неизотермических условиях.

В модели принято, что изменение состава среды ведет к появлению дополнительного наведенного поглощения, пропорционального дефициту летучего компонента, то есть:

$$\alpha(z, t) = \alpha_0 \left[1 - \frac{n(z, t)}{n_0} \right] \quad n - \text{концентрация летучего компонента}$$

Тепловая неустойчивость среды может быть проанализирована в рамках одномерных феноменологических задач диффузии и теплопроводности.

Глубина прогретого слоя много больше глубины диффузионного слоя.

В результате возникновения дополнительного поглощения, наведенного дефицитом летучего компонента, возникает тепловая неустойчивость (резкое увеличение скорости роста температуры).

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗЛОЖЕНИЯ

В кинетической модели разложения допускают, что реакция идет до конца и имеет резкий фронт, отделяющий исходное вещество от конденсированного продукта диссоциации.

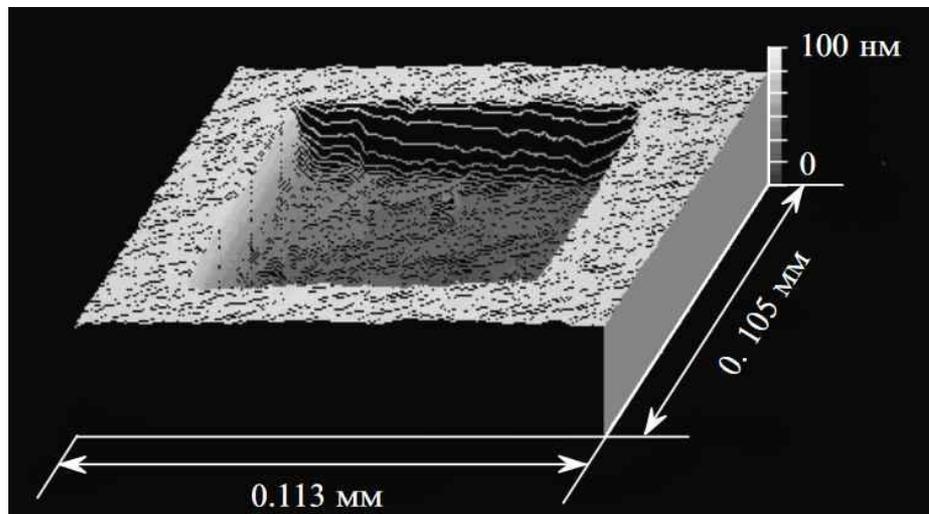
Такой механизм разложения в твердой фазе протекает, если в веществе существуют зародыши типа различного рода дефектов в приповерхностных слоях тела. Вокруг этих зародышей возникает, а затем развивается первоначальный очаг разложения. Скорость роста таких изолированных очагов разложения (до их пространственного перекрытия) при постоянной температуре в простейшем случае описывается уравнением реакции первого порядка

$$\frac{dr}{dt} = s_0 \exp\left(-\frac{T_D}{T}\right) \quad r - \text{радиус зародыша, } T_D, s_0 - \text{параметры}$$

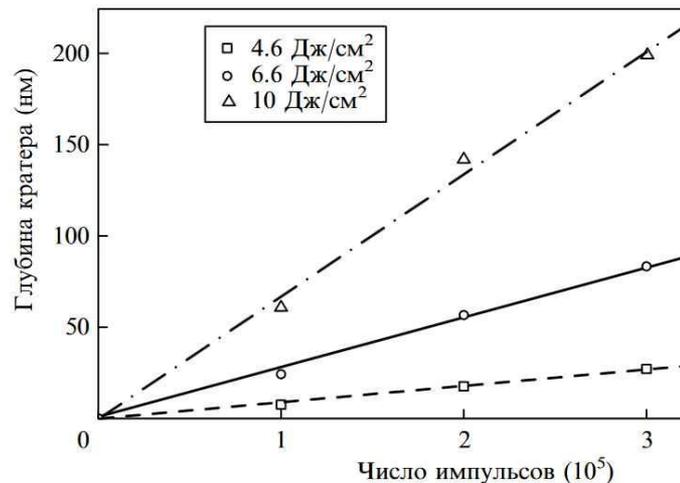
При таком подходе на кинетику разложения переносятся чисто статистические особенности лазерного воздействия, связанные с разбросом оптических характеристик поглощающих неоднородностей.

По мере роста поглощающего сферического ореола (с поглощательной способностью A) квазистационарность температурного поля сохраняется до некоторого момента времени (времени возникновения неустойчивости).

ЛАЗЕРНАЯ НАНОАБЛЯЦИЯ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛМАЗА



Изображение поверхности
монокристаллического алмаза после облучения
 10^5 импульсов KrF-лазера на воздухе

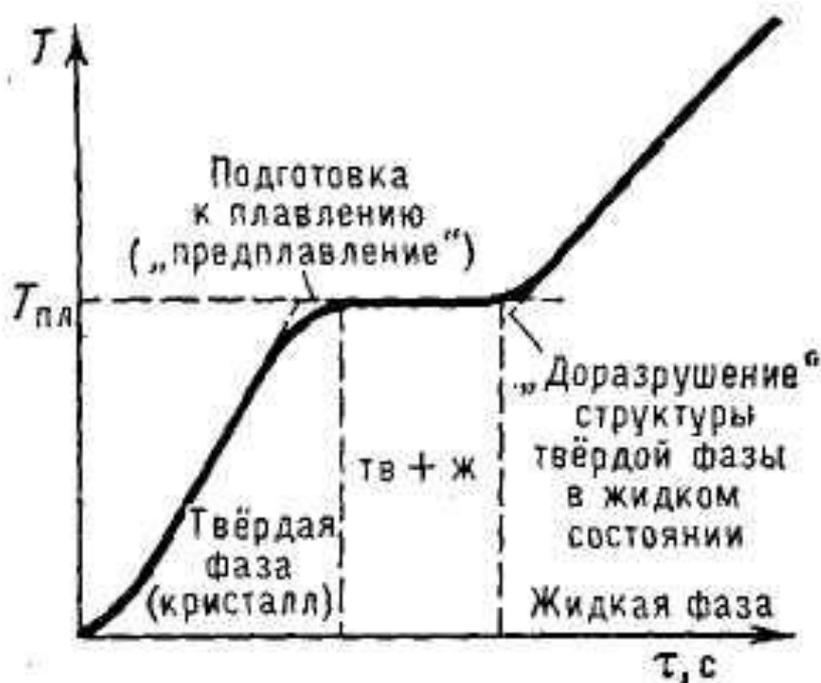


Зависимость глубины
кратера от числа импульсов
облучения

Скорость абляции около 1 нм за 1000 импульсов !!!

Предполагаемый механизм наноабляции – фотохимический, который подразумевает лазерно-индуцированное фотовозбуждение электронной подсистемы алмаза, что является причиной резкого возрастания скорости окисления поверхности (образование CO_2) и, соответственно скорости удаления материала.

ПЛАВЛЕНИЕ В КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ



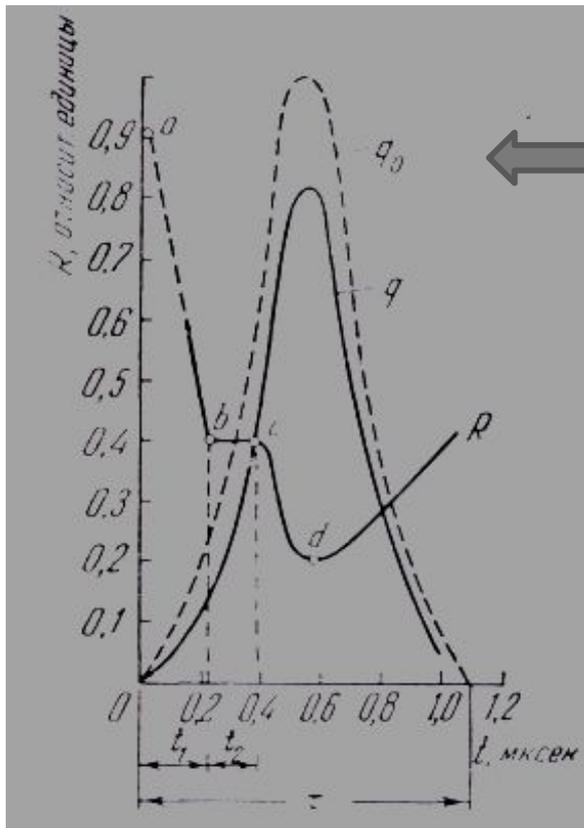
Стабилизация температуры при плавлении кристаллического тела. По оси абсцисс отложено время, пропорциональное равномерно подводимому к телу количеству теплоты.

При температуре плавления происходит фазовый переход с поглощением скрытой удельной теплоты перехода.

Процесс плавления происходит только в кристаллических веществах. При нагревании аморфных тел характерной температуры плавления нет, плотность, вязкость и другие свойства изменяются непрерывно, а не скачком как при плавлении.

РЕЗУЛЬТАТЫ НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ЛАЗЕРНОМУ ПЛАВЛЕНИЮ

Применимость этих взглядов к лазерному плавлению подтверждается постоянством температуры поверхности металлов в течение некоторого времени при лазерном воздействии с плавно меняющейся плотностью мощности.



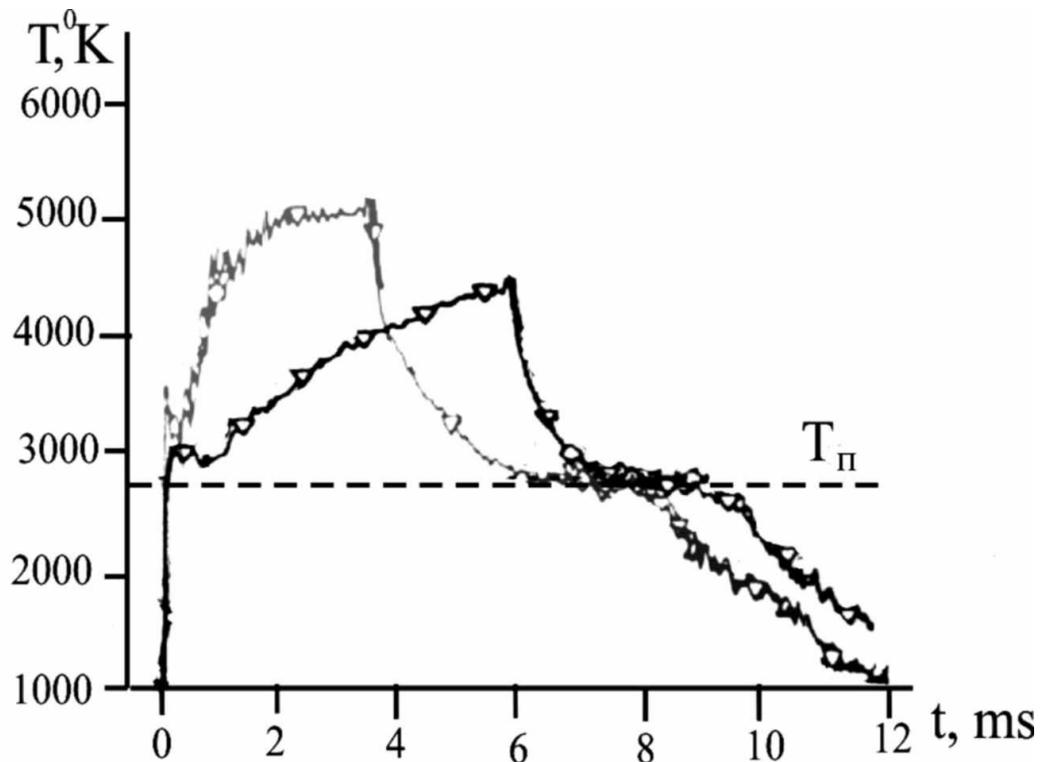
Изменение отражательной способности серебра при лазерном воздействии. Пунктиром показана форма импульса, q – поглощенный поток лазерного излучения.

Участок ab – уменьшение коэффициента отражения в твердой фазе

Участок bc соответствует расплаву при постоянной температуре

РЕЗУЛЬТАТЫ НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ЛАЗЕРНОМУ ПЛАВЛЕНИЮ

Зависимость реальной температуры поверхности Nb при действии прямоугольного импульса Nd-YAG-лазера.



Участок с постоянной температурой при нагревании лежит выше температуры плавления.

ЗАДАЧА СТЕФАНА

Целью решения задачи Стефана является отыскание соотношений для нахождения температурного поля $T(x, y, z, t)$ в твёрдой и жидкой фазах металла и скорости перемещения границы раздела фаз при продолжении действия на него лазерного излучения.

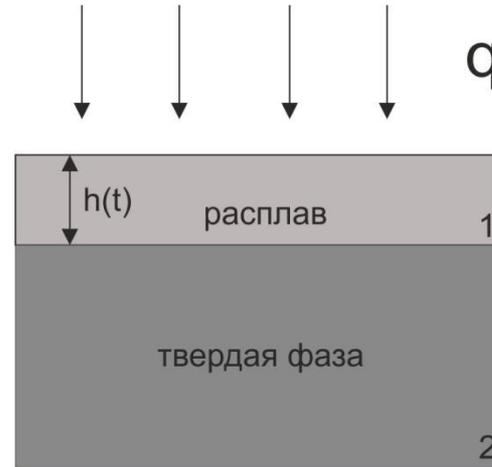
$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2}$$

На фронте плавления

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = a_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2}$$

$$T_1(h(t), t) = T_2(h(t), t) = T_m$$

$$-k_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = -k_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} + \rho L_m \frac{dh}{dt}$$



Для существования теплового потока к границе фронта плавления необходим градиент температуры в расплаве. При постоянстве температуры поверхности и продвижении границы плавления в глубину градиент температуры должен уменьшаться. Поэтому при достижении на поверхности температуры плавления, даже если весь падающий поток излучения расходуется в этот момент на плавление, по мере продвижения фронта поверхности вглубь, с поверхности должен отводиться все меньший поток, т.е. температура поверхности должна продолжать расти, чтобы фронт плавления продолжал продвигаться вглубь.

ВАКАНСИОННАЯ МОДЕЛЬ ПЛАВЛЕНИЯ

Природа плавления, т. е. переход вещества из твердотельной фазы в жидкую, является одним из фундаментальных вопросов физики твердого тела.

Проблеме плавления при лазерном нагревании материалов уделяется мало внимания. Это обусловлено

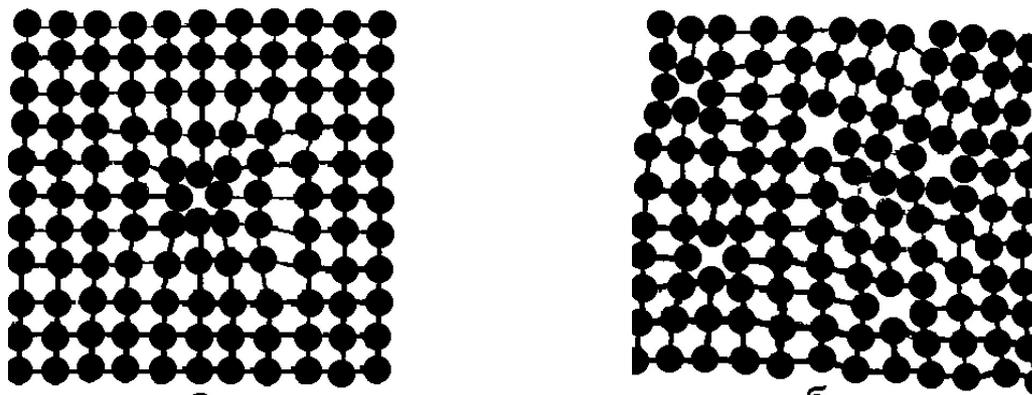
- в первую очередь трудностью получения экспериментальных результатов;
- во-вторых, это связано с отсутствием убедительной теории плавления, которую можно бы было применить для анализа особенностей процесса при лазерном нагревании.

Ожидают ответа несколько вопросов:

- как переносится энергия при отсутствии градиента температуры в слое расплава,
- когда начинается увеличение температуры расплава на поверхности, то есть, когда возникает градиент температуры в расплаве
- при каких условиях возможен перегрев твердого тела выше температуры плавления

ВАКАНСИОННАЯ МОДЕЛЬ ПЛАВЛЕНИЯ

Принимая во внимание отсутствие идеального порядка в кристалле и сохранение некоторой упорядоченности в жидкости, Я.И. Френкель предложил рассматривать процесс перехода кристалла в жидкость как процесс проникновения вакансий в кристалл через его поверхность, при этом вакансии как бы разрыхляют его структуру.



Процесс аморфизации кристалла можно понимать как процесс образования в кристалле "вакансионного раствора", концентрация которого возрастает с ростом температуры.

При больших концентрациях вакансий, когда деформированные области перекрываются, кристаллическая решетка будет деформирована полностью.

В таком, деформированном вакансиями кристалле, атомы, окружающие какой-либо произвольно выбранный атом, располагаются вокруг него преимущественно на тех же расстояниях, что и в кристалле, но с некоторым разбросом - сохраняется ближний порядок.

ВАКАНСИОННАЯ МОДЕЛЬ ПЛАВЛЕНИЯ

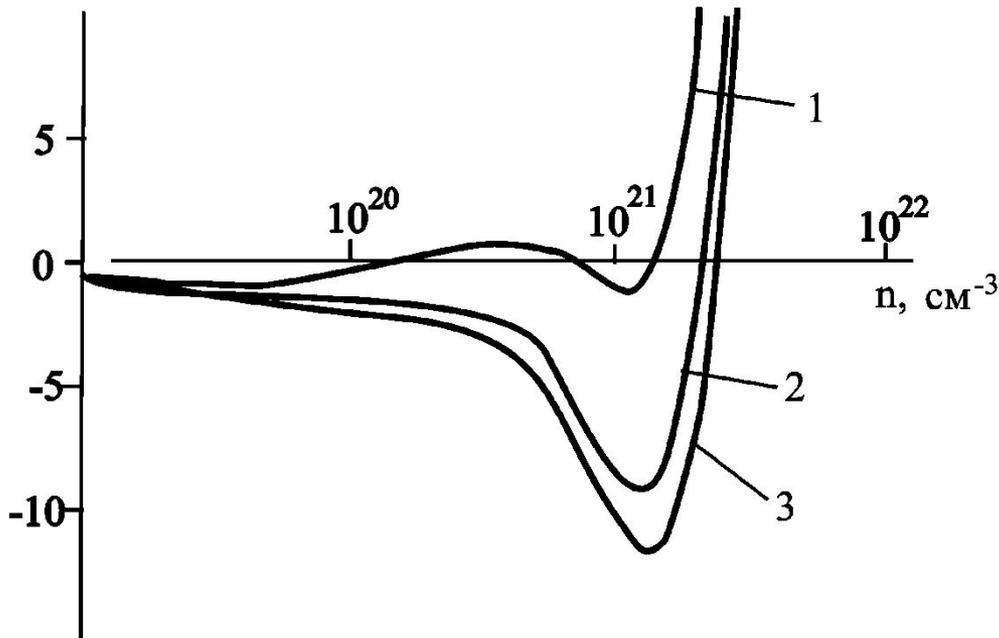
Свободная энергия кристалла

$$F = En - \alpha n^2 [1 - \exp(-nv)] - k_B T n \ln \left(\frac{Ne}{n} \right)$$

$$W = E_0 N - n(E_0 - E) = \alpha n [1 - e^{-nv}]$$

$$n_i = n [1 - \exp(-nv)] \quad S = n \ln \left(\frac{Ne}{n} \right)$$

F, (Дж/см³)



$$N = 6.023 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3},$$

$$n_{10} = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$$

$$n_{20} = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$$

$$E \approx 1.25 \text{ эВ}$$

$$\alpha = 0.52 \text{ эВ}$$

$$\nu = 1.685 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3$$

N – концентрация атомов, n_{10} – равновесная концентрация вакансий в твердом состоянии, n_{20} – равновесная концентрация вакансий в расплаве, E – энергия образования вакансии, α – энергия взаимодействия вакансий, ν – объем взаимодействия вакансий.

ДИФФУЗИЯ ВАКАНСИЙ

$$\mu \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \mu \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad \text{Граничное условие:} \quad q = D \varepsilon(n) \frac{\partial n(0)}{\partial x}$$

μ – химический потенциал, $\varepsilon(n)$ – энергия образования (растворения) вакансии.

Распределение концентрации вакансий по глубине при медленном, квазистационарном плавлении ($\mu = 0$) представляет собой ступеньку, продвигающуюся вглубь тела по мере увеличения количества вакансий в нем. Скорость движения границы связана с величиной теплового потока:

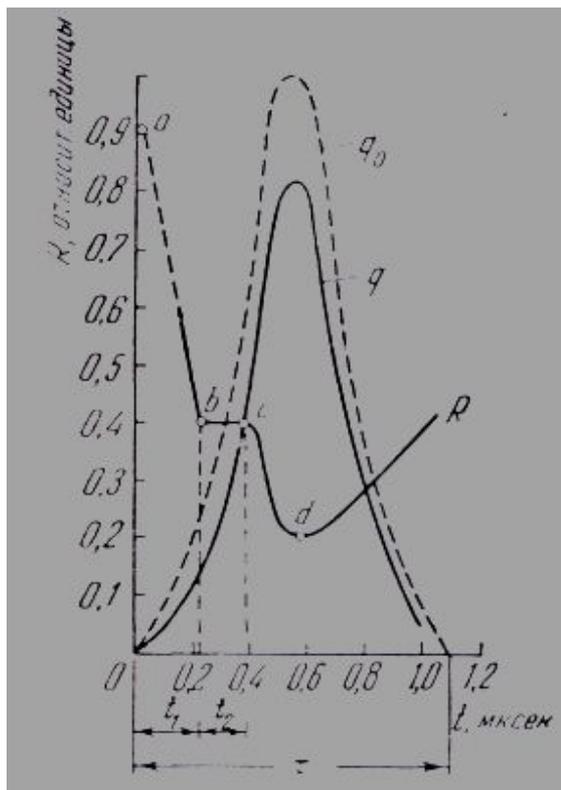
$$V_s = q/L$$

$$L_m = \int_{n_{20}}^{n_{20}} \varepsilon(n) dn \quad - \text{теплота плавления единицы объема кристалла}$$

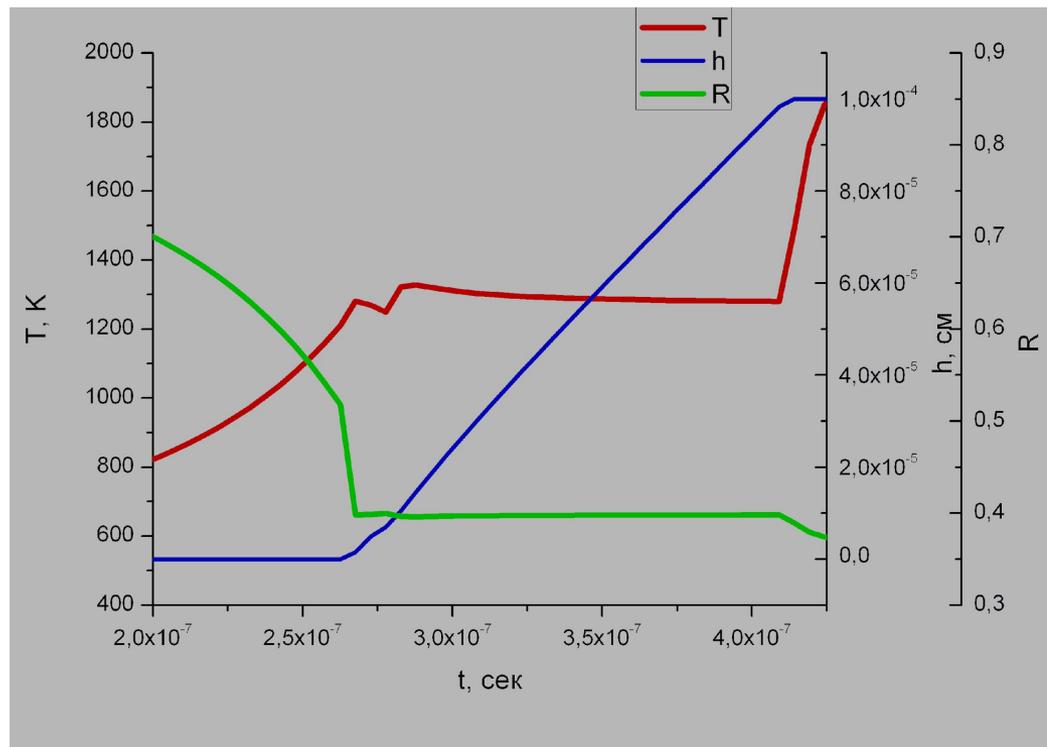
Это условие справедливо до тех пор, пока весь тепловой поток расходуется на образование и растворение вакансий, а $V_s < V_{ST}$ (V_{ST} – критическая скорость), в противном случае кристалл не успевает расплавиться при температуре стационарного плавления.

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С РАСЧЕТАМИ ПО ВАКАНСИОННОЙ МОДЕЛИ ПЛАВЛЕНИЯ

Эксперимент



Результаты расчета



Время начала и окончания плавления

$t_1 \sim 0.27, t_2 \sim 0.41$ мкс - расчет

$t_1 \sim 0.21, t_2 \sim 0.40$ мкс - эксперимент

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ