

ЛЕКЦИЯ 2. ПРОЦЕССЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТАЛЛАМ

Поглощение светового потока конденсированными средами происходит в соответствии с законом Бугера-Ламберта:

$$q(x) = q_0(1 - R) \exp\left(-\int_0^x \alpha(\xi) d\xi\right), \quad (2.1)$$

где q_0 и $q(x)$ – плотности потока излучения на поверхности облучаемого тела и на глубине x от поверхности; R и α – коэффициенты отражения и поглощения света, соответственно.

В случае изотропной и однородной поглощающей среды коэффициент поглощения не зависит от координаты и выражение (2.1) приводится к виду

$$q(x) = Aq_0 \exp(-\alpha x), \quad (2.2)$$

где $A = 1 - R$ – поглощающая способность материала.

Оптические свойства металлов удовлетворительно описываются моделью свободных электронов, согласно которой падающий на поверхность металла световой поток, за вычетом отраженной части, практически полностью поглощается свободными электронами в тонком слое $d = \alpha^{-1} \simeq 0,1 \div 1$ мкм, соответствующем глубине проникновения света в металл.

Поглощение света происходит за счет передачи энергии фотонов свободным электронам при столкновениях. При этом кинетическая энергия электронов, участвующих в поглощении, скачкообразно возрастает на величину кванта света $h\nu$.

На рис. 1 приведена зависимость кинетической энергии электронов в металле от импульса (показан процесс возбуждения электрона при поглощении фотона с последующей релаксацией).

Релаксация энергии возбуждения к равновесному значению осуществляется в основном в процессах электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий, что приводит к росту температуры электронного газа и, в конечном счете, к нагреву решетки.

Электронный газ в металле вырожден и описывается функцией распределения Ферми

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1}, \quad (2.3)$$

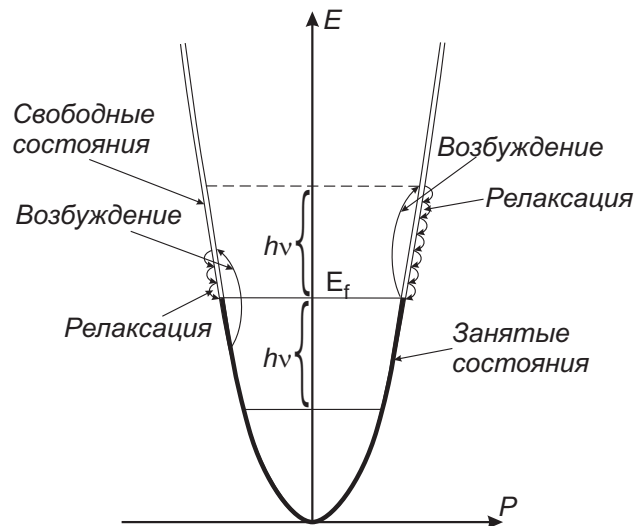


Рис. 1: График зависимости энергии электрона в металле от импульса. Схематично показаны процессы возбуждения электронов при поглощении квантов света и последующей релаксации.

где E – кинетическая энергия электронов, E_F – уровень Ферми, k – постоянная Больцмана, T – температура (см. рис.2а).

Если частота столкновений электронов с фотонами при поглощении ν_{ef} меньше частоты столкновений электронов с электронами ν_{ee} , то происходит быстрое перераспределение поглощенной энергии между всеми электронами, участвующими в тепловом движении. При этом функция распределения электронов по энергии остается равновесной (фермиевской), и можно использовать термодинамическое понятие температуры электронного газа T_e , отличающейся от температуры решетки T_p (рис.2б).

Необходимо отметить, что в соответствии с запретом Паули, в поглощении фотонов принимают участие не все свободные электроны в металле, а лишь та их часть, которая имеет кинетические энергии, отстоящие от уровня Ферми не более, чем на энергию кванта света, а в электрон-электронной релаксации участвуют лишь электроны с кинетическими энергиями, лежащими в интервале kT_e от уровня Ферми.

Вместе с процессом электрон-электронной релаксации вследствие электрон-фононного взаимодействия с частотой ν_{ep} происходит передача энергии от электронного газа решетке. В результате энергия фононного газа или тепловых колебаний возрастает.

Если частота фонон-фононного взаимодействия ν_{pp} больше частоты электрон-фононного взаимодействия ν_{ep} , то энергетическая функция распределения фононного газа остается равновесной. В этом случае, как и для электронного газа, энергия,

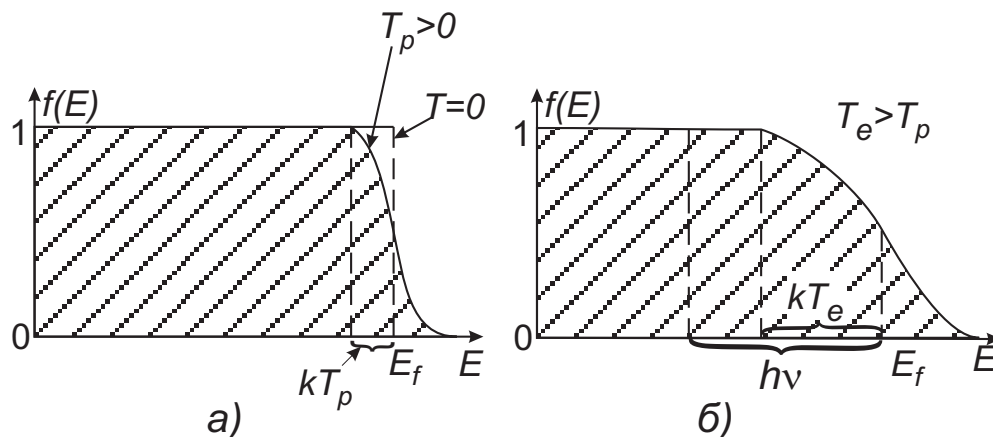


Рис. 2: Функция распределения свободных электронов в металле от энергии: а)- до б)- после начала облучения лазерным излучением.

передаваемая решетке электронами, быстро перераспределяется между ионами таким образом, что фоновый газ можно описать равновесной энергетической функцией с соответствующей фоновой или решеточной температурой T_p .

В отличие от электронного фоновый газ подчиняется статистике Бозе и описывается функцией распределения Больцмана:

$$f(E) = B \exp(-E/kT), \quad (2.4)$$

где B – нормировочный коэффициент.

Таким образом, в перераспределении энергии внутри фоновый газ участвуют фононы из всего набора энергий.

Рассмотрим последовательно оценочные выражения для частот взаимодействия $\nu_{ef}, \nu_{ee}, \nu_{ep}, \nu_{pp}$, соотношения между которыми определяют характер процессов, происходящих в металлах при поглощении света.

частоту столкновений электронов с фотонами можно оценить с помощью соотношения

$$\nu_{ef} = \frac{\alpha q_0}{h\nu n'}, \quad (2.5)$$

где αq_0 – мощность, поступающая от света в единицу объема металла в поглощающем слое толщиной $d = \alpha^{-1}$, $h\nu$ – энергия кванта, n' – концентрация электронов, участвующих в поглощении света.

Поскольку для лазерного излучения видимого диапазона и в ближней инфракрасной области выполняется условие $h\nu \gg kT_e$, то в поглощении участвуют лишь электроны

с кинетическими энергиями в интервале $h\nu$ вблизи энергии Ферми. Тогда $n' = \left(\frac{h\nu}{E_F}\right)n$, где $n \simeq 5 \cdot 10^{22} \text{см}^{-3}$ – концентрация свободных электронов в металле.

Проводя, например, оценку для излучения рубинового лазера ($h\nu = 1,67 \text{ эВ}$) и принимая $\alpha = 10^6 \text{ см}^{-1}$, из (2.5) получаем $\nu_{ef} = (1,5 \div 3,0) \cdot 10^2 q_0, \text{ с}^{-1}$, где q_0 – плотность потока лазерного излучения на поверхности облучаемого металла (Вт/см^2).

Поскольку в перераспределении энергии в электронном газе участвуют лишь электроны с кинетическими энергиями в области тепловой размытости ступеньки функции распределения Ферми, то частота электрон-электронных столкновений оценивается по формуле Резерфорда для соответствующей концентрации заряженных частиц

$$\nu_{ee} = v_F \sigma_{ee} n \left(\frac{kT_e}{E_F} \right)^2, \quad (2.6)$$

где v_F – скорость электрона на поверхности Ферми, σ_{ee} – резерфордовское сечение для рассеяния электронов на электронах, kT_e – область температурной размытости функции Ферми.

Принимая для начальной и конечной электронных температур величины 300 К и 3000 К, и подставляя $\sigma_{ee} \simeq 5 \cdot 10^{-12} \text{см}^2$, получаем значение $\nu_{ee} = 10^{11} \div 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

частота электрон-фононной релаксации может быть выражена через коэффициент обмена энергией между электронами и фононами u :

$$\nu_{ep} = \frac{u}{\rho_i c_i} = \frac{\pi^2}{15} \frac{nk_s^2}{\rho_i c_i d_0 v_F}, \quad (2.7)$$

где $\rho_i c_i$ – удельная теплоемкость, d_0 – постоянная решетки, s – скорость звука в металле. Подстановка численных значений дает оценку $\nu_{ep} = 10^{11} \div 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

частоту релаксации энергии фононного газа оценим по формуле

$$\nu_{pp} = \frac{k\gamma_0^2 T_p}{d_0 \mu_i s}, \quad (2.8)$$

где γ_0 – параметр Грюнайзена, определяющий коэффициент температурного расширения решетки, μ_i – масса иона. При начальной и конечной решеточных температурах 300 К и 3000 К получаем оценку $\nu_{pp} = 10^{13} \div 10^{14} \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, для используемых приближений характерные частоты процесса поглощения энергии света в металле лежат в следующих пределах

$$\nu_{ef} = (1,5 \div 3,0) \cdot 10^2 q_0 \text{ с}^{-1},$$

$$\nu_{ee} = 10^{11} \div 10^{13} \text{ с}^{-1}$$

$$\nu_{ep} = 10^{11} \div 10^{12} \text{ c}^{-1}$$

$$\nu_{pp} = 10^{13} \div 10^{14} \text{ c}^{-1}$$

Соответствующие времена передачи энергии обратны частотам указанных процессов.

При больших уровнях плотности потока лазерного излучения $q > 10^9 \text{ Вт/см}^2$ возможно нарушение условия равновесности функции распределения электронов по энергии $\nu_{ef} \ll \nu_{ee}$. В этом случае понятие электронной температуры некорректно, и передача энергии решетке происходит за счет взаимодействия неравновесных электронов с фононами. При интенсивностях $q < 10^9 \text{ Вт/см}^2$ условие $\nu_{ef} \ll \nu_{ee}$, как правило выполняется, и электронный газ можно характеризовать температурой T_e . Условие $\nu_{ep} \ll \nu_{pp}$ также выполняется, поэтому процессы поглощения лазерного излучения в металле характеризуются двумя температурами T_e и T_p .

Для начальных моментов действия лазерного импульса, когда $t \ll \tau_{ep} \simeq 10^{11} \div 10^{12} \text{ c}^{-1}$, характерно запаздывание процесса нагрева решетки металла от электронного газа. Интенсивная передача решетке энергии “горячих” электронов наступает при $t > \tau_{ep}$, когда разность температур $T_e - T_p$ достигает максимума. В дальнейшем эта разность уменьшается, и при $t > 100\tau_{ep}$, как правило, выполняется условие $(T_e - T_p)/T_e < 0,01$, что позволяет пользоваться понятием общей температуры металла T .

Для мощных коротких лазерных импульсов ($\tau_i \simeq 10 \text{ нс}$, $q \geq 10^9 \text{ Вт/см}^2$) максимальное значение разности $T_e - T_p$ может достигать нескольких сотен градусов, и ею нельзя пренебрегать.

Поглощенная металлом энергия лазерного излучения передается от зоны воздействия холодным слоям за счет теплопроводности. При этом в интервале температур 100–1000 К основным механизмом является электронная теплопроводность, при $T > 10^4 \text{ К}$ существенную роль играет лучистая теплопроводность, а при низких температурах $T < 100 \text{ К}$ основной вклад вносит фононный механизм теплопроводности.