

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ**  
**ИНСТИТУТ**  
*имени*  
*П.Н.Лебедева*



**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ В.А. ИСАКОВ, Ф.П. КАНАВИН, С.А. УРЮПИН

**3**

**ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ  
ЛАЗЕРНЫХ ИМУЛЬСОВ, ГРЕЮЩИХ  
ПРОТНУЮ ПЛАЗМУ**

МОСКВА 2003

# Поглощение ультракоротких лазерных импульсов, греющих плотную плазму

В.А. Исаков, А.П. Канавин, С.А. Урюпин

*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
119991 Москва, Ленинский проспект 53*

e-mails: isakov@mail1.lebedev.ru    kanavin@mail1.lebedev.ru  
uryupin@mail1.lebedev.ru

## Аннотация

Изучены закономерности нагрева электронов и поглощения греющего плазму лазерного излучения, которые реализуются в режиме нормального скин-эффекта. Основу рассмотрения составляет уравнение для температуры электронов, учитывающее их нагрев в скин-слое и охлаждение вследствие выноса тепла в глубь плазмы. Показано, что количественное описание отклика плазмы твердотельной плотности на воздействие фемтосекундного лазерного импульса достигается при последовательном описании эволюции температуры электронов в скин-слое, которое учитывает пространственную структуру поля самого лазерного импульса.

## 1 Введение

Теория взаимодействия мощных ультракоротких лазерных импульсов с плотной плазмой привлекает интерес в связи с существующими в настоящее время экспериментальными возможностями получения как фемтосекундных импульсов с заданными параметрами, так и горячей плазмы, имеющей твердотельную плотность (см., например, [1, 2, 3]). Возникающие в теории закономерности нагрева плазмы и особенности поглощения и отражения лазерного излучения в значительной мере зависят от режима проникновения поля в плазму. В линейной теории оптических свойств плотной полугораниченной плазмы обычно обсуждают три различных режима, реализующихся при нормальном [4, 5], высокочастотном [6, 7] и аномальном [5, 8, 9] скин-эффектах. Если частота столкновений электронов  $\nu$  больше частоты излучения  $\omega$ , а их длина свободного пробега  $l$  меньше глубины скин-слоя  $d$ , то имеет место нормальный скин-эффект. Например, для твердотельной плазмы нормальный скин-эффект реализуется при температуре электронов, не превышающей нескольких сотен электрон-вольт, и для излучения с длиной волны большей чем десятые доли микрона. Поскольку в таких условиях велика частота столкновений

электронов, то легко реализуется их быстрый нагрев в скин-слое. Одновременно с нагревом происходит охлаждение электронов из-за выноса тепла из скин-слоя. Конкуренция этих двух процессов определяет как закономерности прогрева плазмы, так и её оптические свойства, которые зависят от температуры электронов на поверхности плазмы. Изучению нагрева плазмы и особенностей поглощения излучения в ней в режиме нормального скин-эффекта посвящена настоящая работа.

Во втором разделе приведено основное уравнение, описывающее эволюцию температуры электронов. Это уравнение учитывает джоулев нагрев электронов при их столкновениях с ионами и охлаждение из-за переноса тепла в глубь плазмы. Теплопроводность описывается в приближении Спитцера–Харма, которое пригодно в пределе малого отношения длины свободного пробега электронов к масштабу неоднородности температуры. В третьем разделе получены численные решения уравнения для температуры при различных соотношениях темпа нагрева электронов и их охлаждения из-за теплоотвода в глубь плазмы. Показано, что на достаточно больших временах, когда тепловой фронт выходит за границы скин-слоя, возможно заменить исходное уравнение для температуры на приближенное, в котором нагрев электронов описывается посредством задания теплового потока на границе плазмы. Приведено автомодельное решение приближенного уравнения. Изучена зависимость коэффициента поглощения от времени и показано, в какой мере его величина зависит от используемых упрощений исходного уравнения для температуры и от относительной эффективности отвода тепла. На малых временах, когда тепловой фронт не вышел из скин-слоя, для описания эволюции температуры электронов необходимо использовать уравнение, учитывающее конечные размеры скин-слоя и пространственную структуру поля в нем. Важность этого положения для теории поглощения ультракоротких лазерных импульсов продемонстрирована в четвертом разделе, где найдены численные зависимости распределения температуры электронов и коэффициента поглощения, реализующиеся при различных длительностях лазерного импульса. В заключении указан пример параметров плазмы и излучения, при которых возникает необходимость в детальном численном описании взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с твердотельной плазмой, подобном выполненному в четвертом разделе.

## 2 Общие соотношения

Рассмотрим взаимодействие электромагнитного излучения частоты  $\omega$  с плотной плазмой, занимающей область пространства  $z > 0$ . Электрическое поле в плазме представим в виде

$$\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2} \vec{E} \exp(-i\omega t) + c.c., \quad (1)$$

где  $\vec{E} = (E, 0, 0)$ . Частоту  $\omega$  будем считать меньшей частоты столкновений электронов с ионами

$$\omega \ll \nu = 4\pi Z e^4 n \Lambda m^{-2} v_T^{-3}, \quad (2)$$

где  $e$ ,  $m$  и  $n$  – заряд, масса и плотность электронов,  $v_T$  – их тепловая скорость,  $\Lambda$  – кулоновский логарифм,  $Z$  – кратность ионизации ионов. Ограничимся рассмотрением плазм, в которых  $Z \gg 1$ , а длина свободного пробега тепловых электронов  $l = v_T/\nu$  много меньше характерных масштабов неоднородности поля  $L_E = |\partial \ln E / \partial z|^{-1}$  и температуры  $L_T = |\partial \ln T / \partial z|^{-1}$ :

$$l \ll \min(L_E, L_T). \quad (3)$$

Кроме того, примем, что напряженность электрического поля сравнительно невелика и выполнено неравенство

$$E \ll m v_T \nu |e|^{-1}. \quad (4)$$

В этих условиях имеет место нормальный скин-эффект, а связь тока с электрическим полем в скин-слое описывается соотношением

$$\vec{j} = \frac{32}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^2 n}{m \nu} \vec{E}(z, t), \quad (5)$$

которое определяет, в частности, джоулево тепло  $Q = \vec{j} \cdot \vec{E}(z, t)$ , выделяющееся в точке  $z$  в момент времени  $t$ . Строго говоря, соотношение (5) справедливо тогда, когда функция распределения электронов близка к максвелловской. Здесь и далее ограничимся обсуждением условий, в которых нет необходимости учитывать отклонение распределения электронов от максвелловского.

Поскольку проводимость плазмы весьма велика, то соотношение (5) позволяет записать приближенное уравнение для электрического поля в плазме

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \vec{E}(z, t) = \frac{32}{\sqrt{2\pi}} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\omega_L^2}{\nu c^2} \vec{E}(z, t) \right), \quad (6)$$

где  $\omega_L = (4\pi e^2 n / m)^{1/2}$  – плазменная частота электронов,  $c$  – скорость света. Тогда, когда температура электронов изменяется слабо за время порядка обратной частоты излучения  $\sim 1/\omega$ , уравнение (6) имеет приближенное решение вида

$$\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2} \vec{E}(0) \exp \left[ -(1-i) \frac{z}{d} - i\omega t \right] + c.c., \quad (7)$$

где  $\vec{E}(0) = \vec{E}(z=0)$  – напряженность поля на поверхности плазмы,  $d$  – глубина скин-слоя,

$$d = \frac{(2\pi)^{1/4}}{4} \sqrt{\frac{\nu}{\omega} \frac{c}{\omega_L}}. \quad (8)$$

Величина  $E(0)$  связана с напряженностью поля падающей волны  $E_0$  приближенным соотношением вида

$$E(0) \simeq \frac{2}{1+i} \frac{\omega d}{c} E_0 \quad (9)$$

и значительно меньше  $E_0$ , так как  $d \ll c/\omega$ . Отсюда и из неравенства (4) следует ограничение на плотность потока излучения, воздействующего на плазму,

$$I = c \frac{E_0^2}{8\pi} \ll \frac{4}{\sqrt{2\pi}} \frac{\nu}{\omega} cn\alpha T, \quad (10)$$

где  $\alpha$  – постоянная Больцмана.

Еще одно ограничение на величину плотности потока возникает из условия медленного изменения температуры электронов за время  $\sim 1/\omega$ . При слабом теплоотводе характерное время изменения температуры электронов порядка времени её удвоения из-за джоулева нагрева  $\tau \sim 3n\alpha T/2Q$ . Поэтому условие медленного изменения температуры выполнено, если  $\omega\tau \gg 1$ . Принимая во внимание соотношение (9), отсюда находим

$$I \ll \frac{3}{8} cn\alpha T. \quad (11)$$

Так как  $\nu \gg \omega$ , то ограничение (11) является более сильным, чем (10). Вместе с тем, если теплоотвод из скин-слоя столь же эффективен, как и джоулев нагрев, то ограничение (11) не является необходимым. Это связано с тем, что характерное время изменения температуры может быть существенно больше  $\tau$ . Последнее непосредственно следует из уравнения, описывающего эволюцию температуры электронов в плазме

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n\alpha T) = 4 \frac{\omega}{c} I \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) - \frac{\partial}{\partial z} q, \quad (12)$$

где  $q$  – тепловой поток. Поскольку длина свободного пробега электронов много меньше характерных масштабов неоднородности поля и температуры, то тепловой поток имеет вид

$$q = -\lambda \frac{\partial}{\partial z} T, \quad (13)$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности Спитцера–Харма

$$\lambda = \frac{128}{\sqrt{2\pi}} \frac{n\alpha}{\nu} v_T^2 \equiv \frac{128}{\sqrt{2\pi}} n\alpha l v_T. \quad (14)$$

Уравнение (12) и соотношения (13), (14) позволяют рассмотреть эволюцию температуры электронов в условиях нормального скин-эффекта и классического переноса тепла. При этом, изменение температуры на поверхности плазмы будет определять изменение коэффициента поглощения греющего излучения в соответствии с соотношением

$$A = \frac{Q}{I} = 2 \frac{\omega}{c} d = \frac{(2\pi)^{1/4}}{2\omega_L} \sqrt{\nu\omega}, \quad (15)$$

в котором частота электрон-ионных столкновений  $\nu$  изменяется пропорционально  $[T(z=0, t)]^{-3/2}$ , где  $T(z=0, t)$  – температура электронов при  $z=0$ .

### 3 Нагрев и охлаждение электронов в скин-слое

Перейдем к рассмотрению решения уравнения (12), описывающего пространственно-временную эволюцию температуры электронов. Примем, что в начальный момент времени

$$T(z \geq 0, t = 0) = T_0, \quad (16)$$

где начальная температура  $T_0$  не зависит от координаты. Уравнение (12) имеет место в области пространства  $z \geq 0$ . В качестве граничных условий примем

$$T(z \rightarrow \infty, t) = T_0, \quad (17)$$

$$\left. \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \quad (18)$$

Первое из них означает, что далеко от поверхности изменение температуры электронов пренебрежимо мало, а второе граничное условие означает отсутствие потока тепла на поверхности плазмы.

Введем безразмерные пространственную и временную переменные:

$$\xi = z/d_0, \quad (19)$$

$$\tau = \left[ \frac{8I}{3cn\epsilon T_0} \right] \omega t \ll \omega t. \quad (20)$$

В этих переменных для безразмерной температуры  $y(\xi, \tau) = T(z, t)/T_0$  имеем уравнение

$$\frac{\partial}{\partial \tau} y(\xi, \tau) = \exp \left[ -2\xi y^{3/4}(\xi, \tau) \right] + D \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ y^{5/2}(\xi, \tau) \frac{\partial}{\partial \xi} y(\xi, \tau) \right], \quad (21)$$

$$y(\xi \geq 0, \tau = 0) = 1, \quad y(\xi \rightarrow \infty, \tau) = 1, \quad \left. \frac{\partial}{\partial \xi} y(\xi, \tau) \right|_{\xi=0} = 0, \quad (22)$$

где параметр  $D$  имеет вид

$$D = \frac{32}{\sqrt{2\pi}} \frac{\nu_0}{\omega} \left[ \frac{cn\epsilon T_0}{I} \right] \left( \frac{l_0}{d_0} \right)^2. \quad (23)$$

В формулах (19), (23)  $\nu_0$ ,  $l_0$  и  $d_0$  – частота столкновений, длина свободного пробега и глубина скин-слоя в начальный момент времени, когда  $T = T_0$ . Параметр  $D$  определяет эффективность отвода тепла из скин-слоя. На рис. 1 приведены графики функции  $y(\xi, \tau) = T/T_0$  в зависимости от  $\xi = z/d_0$  для моментов времени  $\tau = 1, 3, 5$ . Сплошные кривые отвечают  $D = 0.01$ , а пунктирные –  $D = 0.1$ . Из

рис. 1 видно, как по мере увеличения времени  $\tau$  происходит распространение тепла в глубь плазмы и как изменяется температура электронов на ее поверхности,  $T(\xi = 0, \tau) = T_0 y(\xi = 0, \tau)$ . По мере роста температуры электронов уменьшаются частота электрон-ионных столкновений  $\nu = \nu_0 (T_0/T)^{3/2}$  и глубина скин-слоя  $d = d_0 [T_0/T(\xi = 0, \tau)]^{3/4}$ , а длина свободного пробега увеличивается  $l = l_0 (T/T_0)^2$ . Как видно из соотношения (15) и рис. 2 одновременно с уменьшением глубины скин-слоя уменьшается коэффициент поглощения. Две кривые на рис. 2 отвечают двум значениям параметра  $D$ : 0.1 и 0.01. Чем больше  $D$ , тем сильнее теплоотвод и меньше температура электронов на поверхности плазмы и тем больше коэффициент поглощения. Поэтому кривая, отвечающая  $D = 0.1$  на рис. 2 лежит выше кривой, отвечающей  $D = 0.01$ . Из рис. 1 и рис. 2 видно, что с течением времени темп изменения температуры электронов на поверхности и коэффициента поглощения замедляется. Это связано с тем, что с ростом температуры быстро увеличивается вынос тепла из скин-слоя. Потери тепла из скин-слоя становятся сравнимыми с поглощаемой мощностью, что приводит к замедлению роста температуры.

В условиях изначально малого параметра  $D$ , то есть при малом теплоотводе, для температуры электронов на поверхности плазмы возможна простая оценка. Действительно, на малых временах, когда теплоотвод всё ещё мал, пренебрегая выносом тепла из скин-слоя, из (21) находим

$$T(0, \tau) = T_0 \cdot (1 + \tau) = T_0 + \frac{8I}{3cn\alpha} \omega t. \quad (24)$$

Согласно (24) температура электронов на поверхности возрастает со временем по линейному закону. При этом темп роста пропорционален плотности потока и частоте излучения и обратно пропорционален плотности электронов.

С течением времени возрастает температура электронов, что сопровождается уменьшением глубины скин-слоя и увеличением расстояния, на которое проникает тепловой фронт в глубь плазмы. На достаточно больших временах, когда тепловой фронт выходит за пределы скин-слоя, вместо уравнения (21) естественно использовать приближенное уравнение

$$\frac{\partial}{\partial \tau} y(\xi, \tau) = D \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ y^{5/2}(\xi, \tau) \frac{\partial}{\partial \xi} y(\xi, \tau) \right], \quad (25)$$

в котором джоулев нагрев учитывается посредством задания теплового потока на границе плазмы,

$$q = AI. \quad (26)$$

С учетом соотношений (13)–(15) отсюда имеем

$$y^{13/4}(\xi, \tau) \frac{\partial}{\partial \xi} y(\xi, \tau) \Big|_{\xi=0} = -\frac{1}{2D}. \quad (27)$$

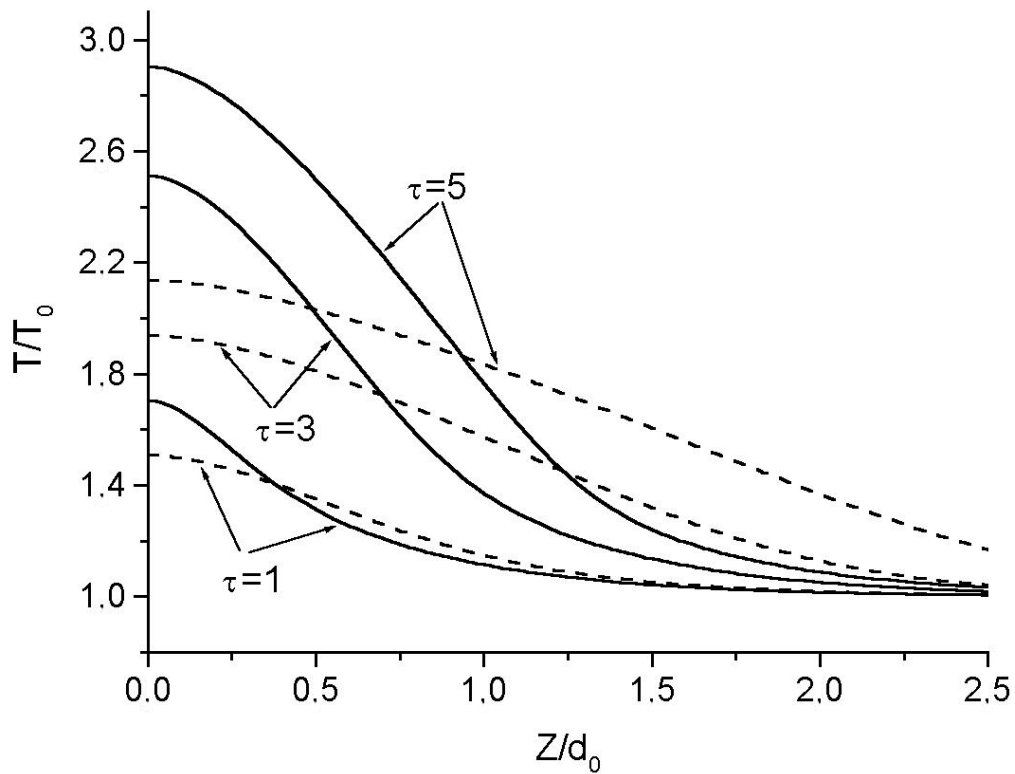


Рис. 1: Зависимость температуры электронов от координаты в различные моменты времени  $\tau$ . Сплошные кривые отвечают  $D = 0.01$ , пунктирные –  $D = 0.1$ .

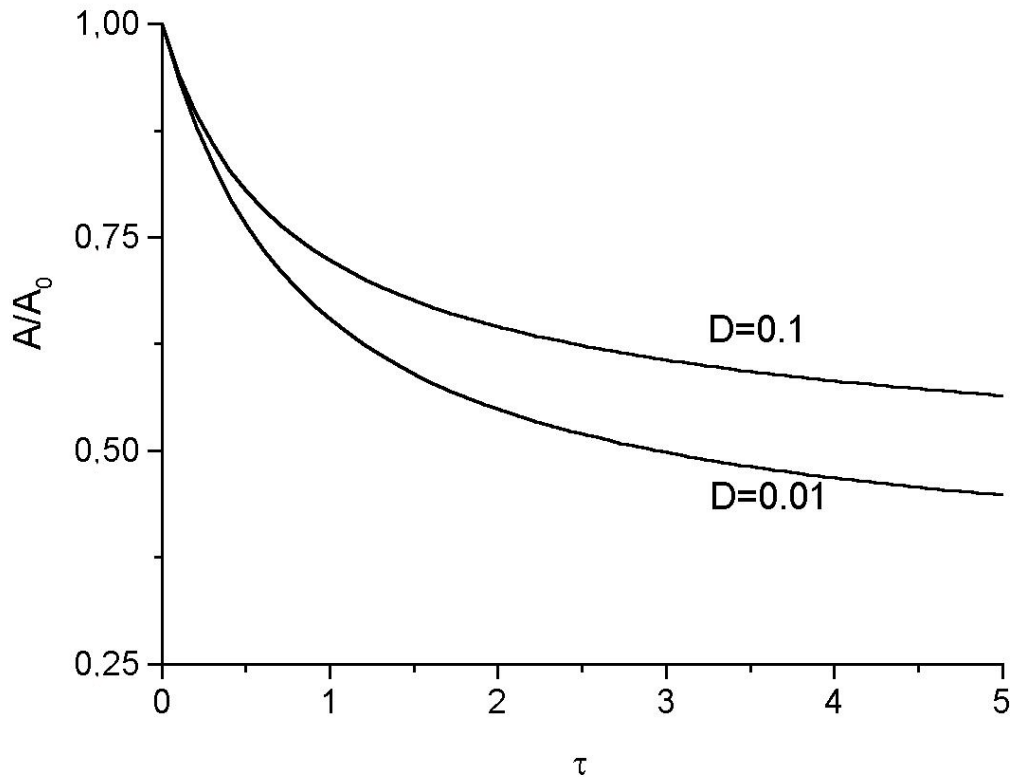


Рис. 2: Коэффициент поглощения  $A$  как функция времени,  $A_0 = A(\tau = 0)$ .



Отвечающее приближенному граничному условию при  $\xi = 0$  (27) и прежним условиям при  $\tau = 0$  и  $\xi \rightarrow \infty$  численное решение уравнения (25) приведено на рис. 3. Решение получено при  $D = 0.01$ . Три пунктирные кривые на рис. 3 представляют решение уравнения (25) в моменты времени  $\tau = 1, 3$  и  $5$ . Сплошные кривые на рис. 3 те же, что и на рис. 1. Из сравнения сплошных и пунктирных кривых на рис. 3 видно, что с течением времени решение приближенного уравнения (25) приближается к решению исходного уравнения (21), учитывающего пространственную структуру поля в скин-слое. Ясно также, что на малых временах при рассмотрении нагрева электронов в скин-слое необходимо использовать исходное уравнение (21), ибо приближенное уравнение (25) приводит к завышенным значениям температуры электронов на поверхности плазмы, и, тем самым, оно дает заниженные значения коэффициента поглощения.

Уравнение (25) применимо на достаточно больших временах, когда зависимость распределения температуры от вида начального распределения в значительной степени подавлена. На таких временах имеет смысл построение приближенного автомодельного решения уравнения (25). Имея ввиду значительный нагрев электронов в скин-слое, при построении автомодельного решения будем пренебрегать конечной величиной температуры электронов на бесконечности, приближенно полагая  $y(\xi \rightarrow \infty, \tau) \simeq 0$ . Автомодельное решение представим в виде

$$y(\xi, \tau) = \left(\frac{\tau}{4D}\right)^{1/6} \psi \left[ \frac{\xi}{\xi_f(\tau)} \right], \quad (28)$$

где  $\xi_f(\tau)$  – характерный масштаб области прогретой плазмы,

$$\xi_f(\tau) = 2D \left(\frac{\tau}{4D}\right)^{17/24}. \quad (29)$$

При этом функция  $\psi(u)$  удовлетворяет уравнению [4]

$$\frac{d}{du} \left( \psi^{5/2} \frac{d}{du} \psi \right) = -\frac{17}{24} u^{21/17} \frac{d}{du} \left( u^{-4/17} \psi \right) \quad (30)$$

и граничным условиям

$$\psi^{13/4} \frac{d}{du} \psi \Big|_{u=0} = -1, \quad \psi(u \rightarrow \infty) = 0. \quad (31)$$

Уравнение (30) с граничными условиями (31) определяет автомодельное распределение температуры, которое локализовано в области  $u \leq u_f$ , где  $u_f$  дает положение границы теплового фронта. Из (30), (31) следует, что решение  $\psi(u)$  удовлетворяет интегральному соотношению

$$\int_0^{u_f} du \psi(u) = \frac{8}{7} \psi^{-3/4}(0), \quad (32)$$

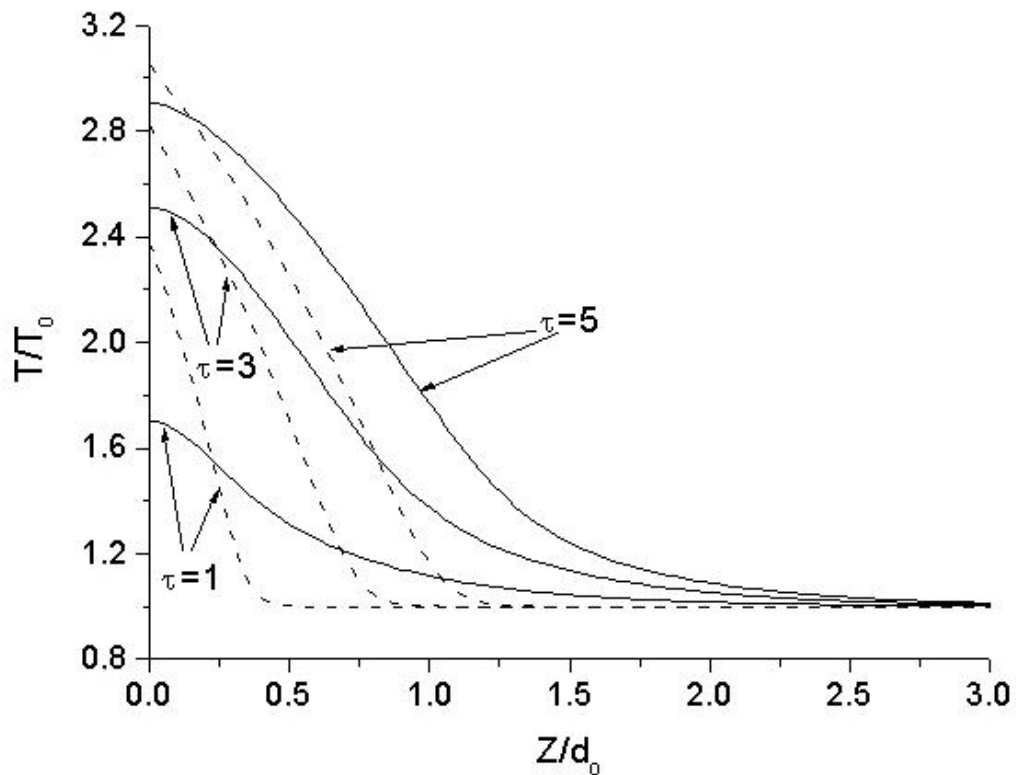


Рис. 3: Распределение температуры электронов в различные моменты времени  $\tau$ . Сплошные кривые те же, что на рис. 1. Пунктирные кривые представляют решение приближенного уравнения (25).

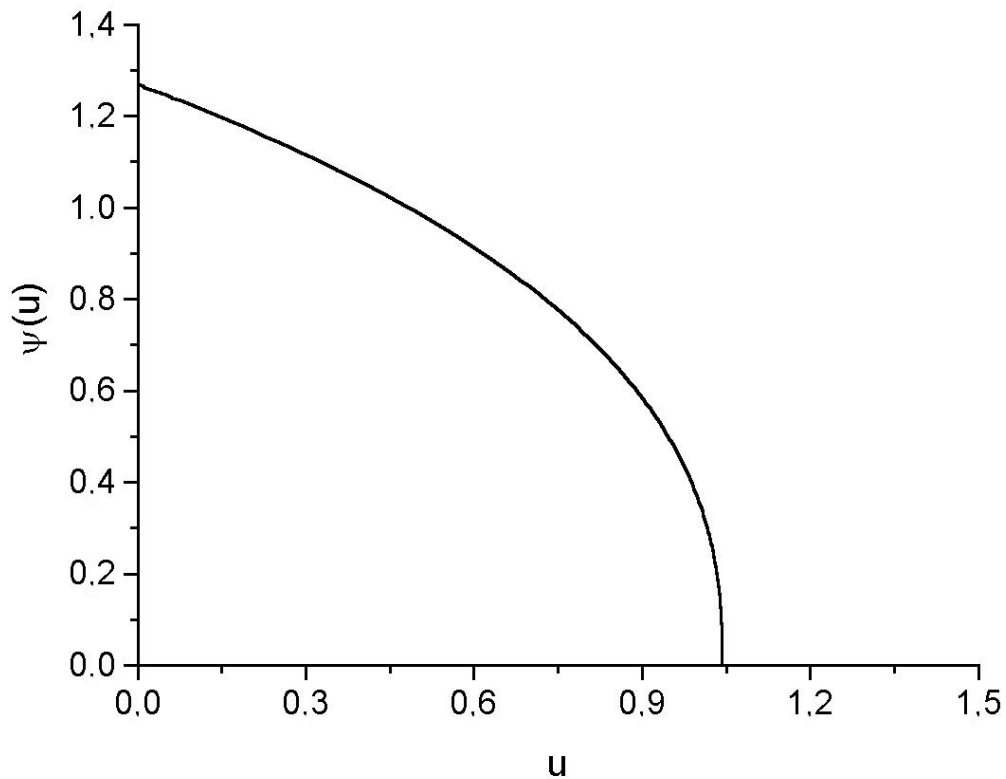


Рис. 4: Автомодельное распределение температуры электронов.

которое позволяет отобразить решение уравнения (30) со вполне определенным конечным значением  $u_f$ . Численное решение уравнения (30) с граничными условиями (31) приведено на рис. 4. Этому решению отвечают  $\psi(0) \simeq 1.27$  и  $u_f \simeq 1.05$ . Отметим, что численное решение можно аппроксимировать с точностью около одного процента функцией вида

$$\psi(u) = \psi(0) (1 - u/u_f)^{0.4}. \quad (33)$$

При этом соотношения (31), (32) дают:  $\psi(0) = 2^{1/3} \simeq 1.26$ ,  $u_f = 2^{29/12}/5 \simeq 1.07$ . Соотношения (20), (23), (28), (29) позволяют записать явные выражения для температуры электронов на поверхности плазмы

$$T(0, t) = T_0 \psi(0) \left( \frac{\sqrt{2\pi}}{48} \right)^{1/6} \left( \frac{I}{cn\alpha T_0} \frac{d_0}{l_0} \right)^{1/3} \left( \frac{\omega^2 t}{\nu_0} \right)^{1/6} \quad (34)$$

и для характерного размера области прогретой плазмы

$$z_f(t) = \frac{4}{3} u_f d_0 (\omega t)^{17/24} \left( \frac{48}{\sqrt{2\pi}} \frac{\nu_0}{\omega} \right)^{7/24} \left( \frac{l_0}{d_0} \right)^{7/12} \left( \frac{I}{cn\alpha T_0} \right)^{5/12}. \quad (35)$$

Из (15) и (34) следует зависимость коэффициента поглощения от времени, параметров плазмы и греющего излучения

$$A = \left( \frac{9\pi^3}{32} \right)^{1/16} \frac{\sqrt{\nu_0 \omega}}{\omega_L \psi^{3/4}(0)} \left( \frac{cn\alpha T_0}{I} \frac{l_0}{d_0} \right)^{1/4} \left( \frac{\nu_0}{\omega^2 t} \right)^{1/8}. \quad (36)$$

С целью иллюстрации степени близости различных решений на рис. 5 приведены графики численных решений уравнений (21), (25) и автомодельное распределение (28). Все кривые отвечают  $D = 0.01$  и моменту времени  $\tau = 5$ . Имеющая место при  $D = 0.01$  зависимость коэффициента поглощения от времени приведена на рис. 6. Сплошная кривая - решение уравнения (21), пунктирная - решение приближенного уравнения (25), точки - автомодельное решение (34).

## 4 Нагрев электронов ультракоротким импульсом

Как уже отмечалось в третьем разделе, при описании нагрева электронов на малых временах необходимо учитывать конечные размеры скин-слоя. Это положение представляется существенным тогда, когда речь идет об описании взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с плотной плазмой. Полагая, что произведение длительности импульса  $t_p$  на основную частоту  $\omega$  велико,  $\omega t_p \gg 1$ , представим плотность потока излучения в виде

$$I(t) = \frac{I}{\sqrt{\pi} t_p} \exp\left(-\frac{t^2}{t_p^2}\right). \quad (37)$$

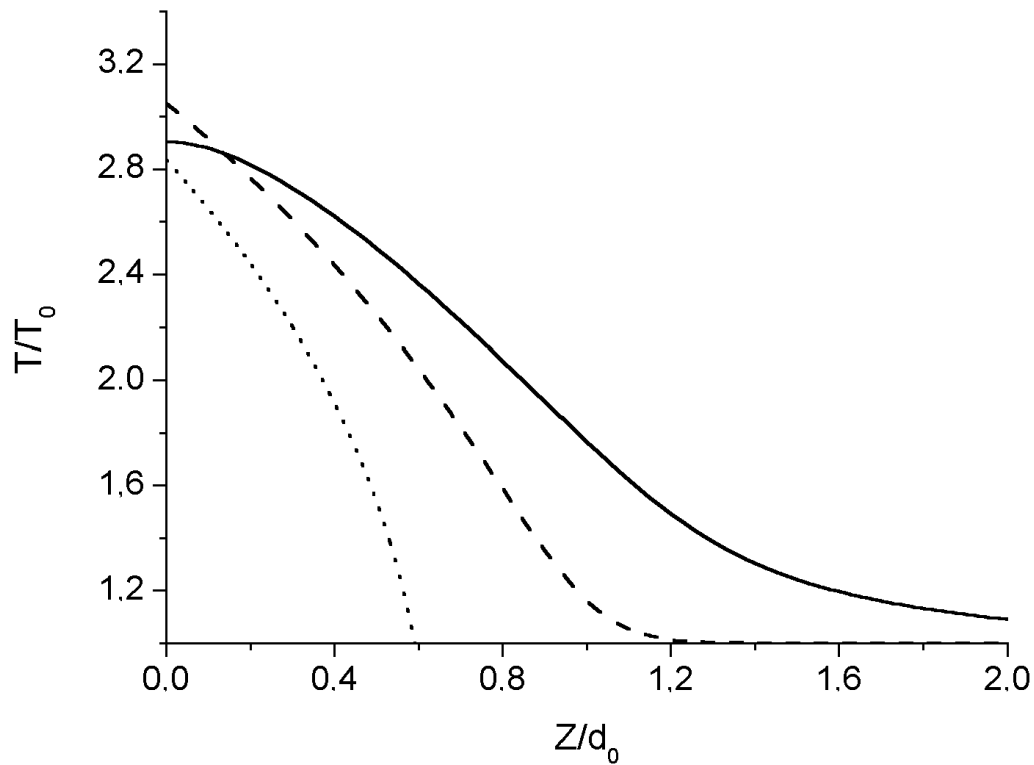


Рис. 5: Распределение температуры электронов в момент времени  $\tau = 5$ . Сплошная кривая та же, что на рис. 1, пунктирная кривая – решение приближенного уравнения (25), точечная кривая – автомодельное распределение.

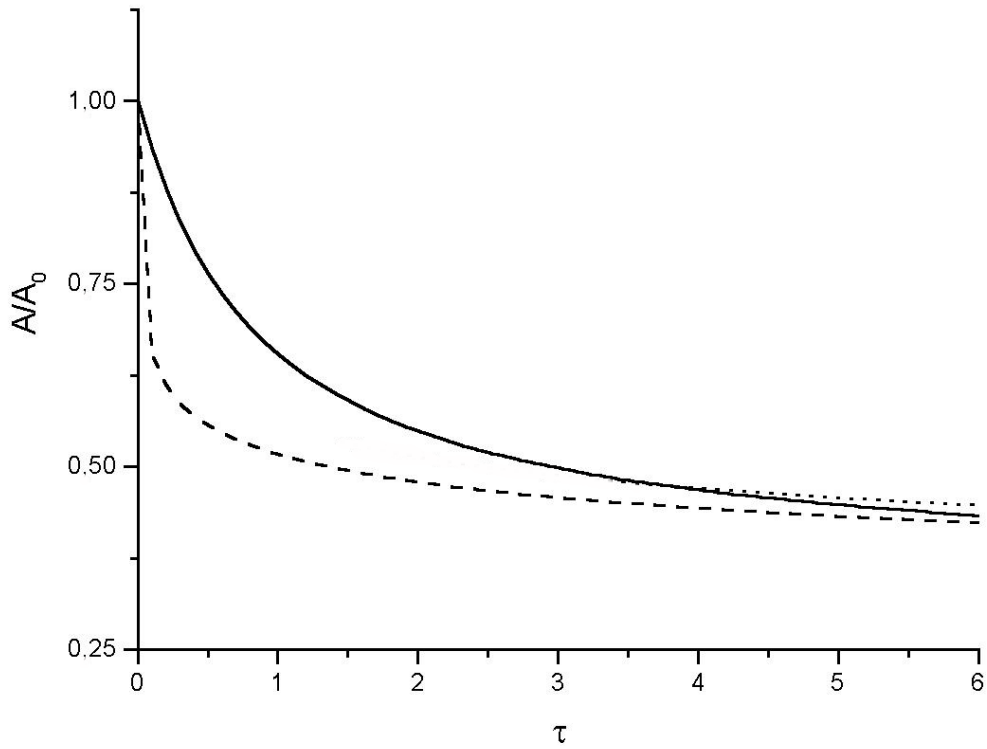


Рис. 6: Коэффициент поглощения как функция времени для случая  $D = 0.01$ . Сплошная кривая – решение уравнения (21), пунктирная – (25), точечная – автомодельное решение (28).

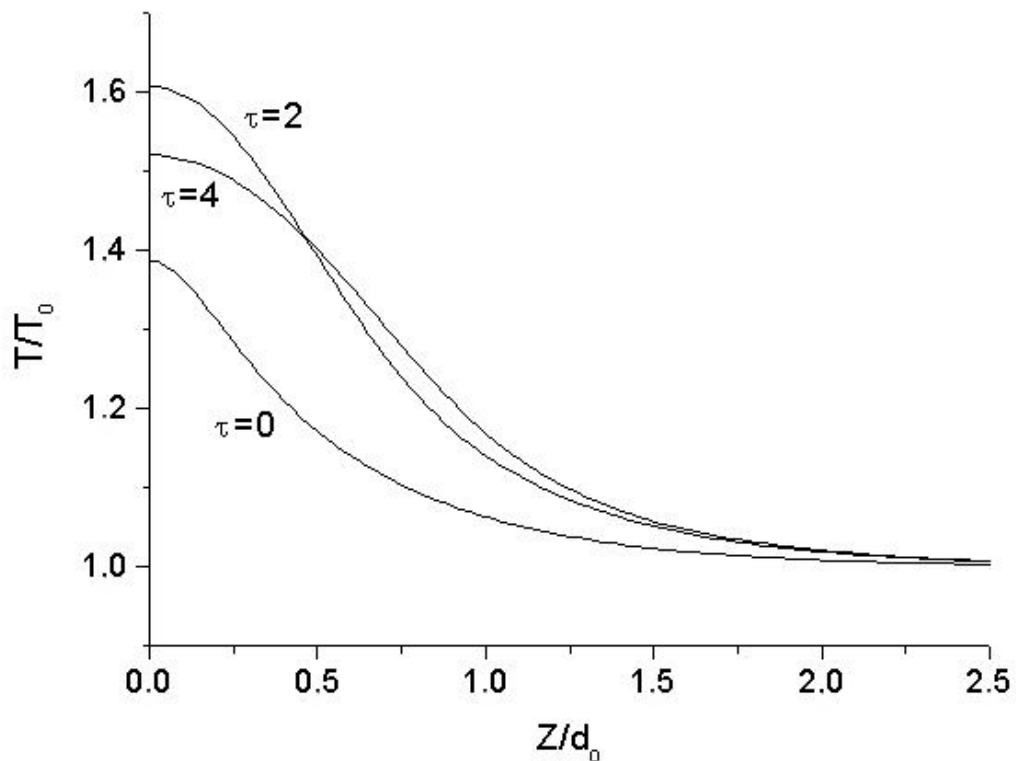


Рис. 7: Зависимость температуры электронов от координаты в различные моменты времени  $\tau$ . Расчет выполнен при  $D = 0.01$  и  $\tau_p = 1$ .

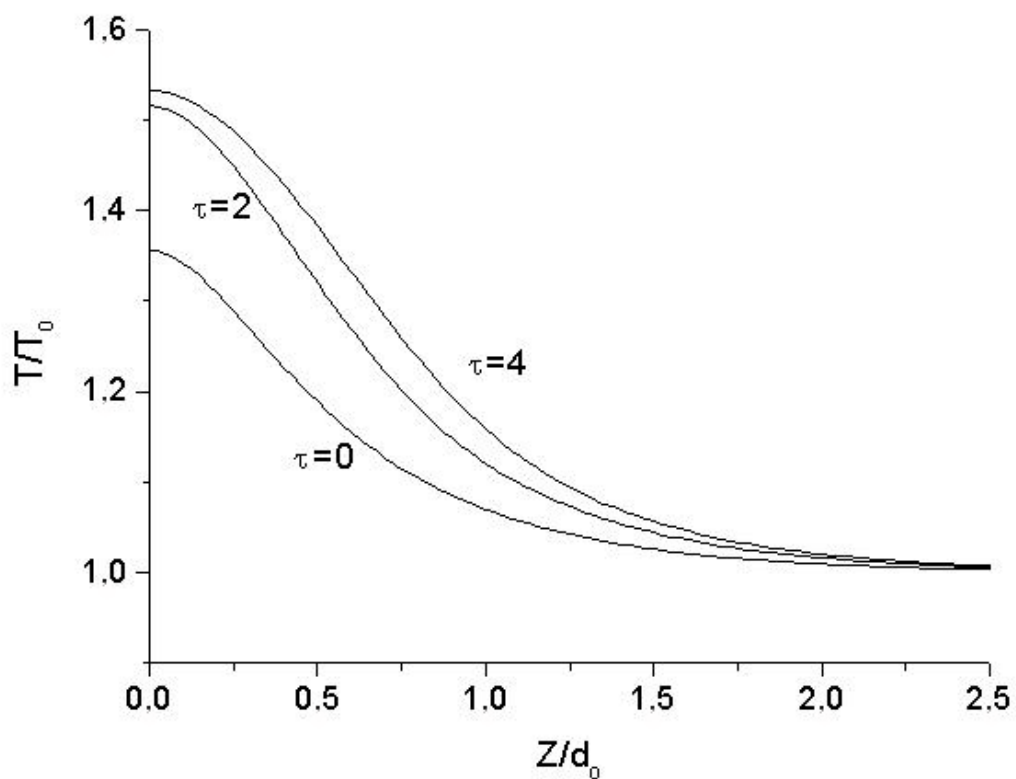


Рис. 8: Зависимость температуры электронов от координаты в различные моменты времени  $\tau$ . Расчет выполнен при  $D = 0.01$  и  $\tau_p = 3$ .

В этом случае описывающее нагрев электронов уравнение (21) принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial \tau} y(\xi, \tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \tau_p} \exp \left[ -\frac{\tau^2}{\tau_p^2} - 2\xi y^{3/4}(\xi, \tau) \right] + D \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ y^{5/2}(\xi, \tau) \frac{\partial}{\partial \xi} y(\xi, \tau) \right], \quad (38)$$

где  $\tau_p = \tau(t = t_p)$  (20). Изменяется и начальное условие (22). С учетом включения лазерного поля в бесконечном прошлом для уравнения (38) имеем начальное условие

$$y(\xi, \tau \rightarrow -\infty) = 1. \quad (39)$$

Граничные условия те же, что и ранее [см. (22)]. Численное решение уравнения (38) при  $D = 0.01$  приведено на рис. 7 и рис. 8. На рис. 7 приведено распределение температуры электронов в моменты времени  $\tau = 0, 2, 4$ , реализующееся при воздействии импульса сравнительно небольшой длительности, когда  $\tau_p = 1$ . При  $\tau \lesssim \tau_p$  температура электронов в скин-слое возрастает, что сопровождается уменьшением размера самого скин-слоя и увеличением выноса тепла в глубь плазмы. Обусловленное этими процессами относительное увеличение роли теплопереноса можно оценить как эффективное увеличение параметра  $D$  по закону  $\sim D(T/T_0)^5$ , где показатель степени температуры 5 возникает в результате сложения двух чисел:  $7/2$  из-за увеличения коэффициента теплопроводности и самой температуры,  $2 \cdot 3/4$  из-за уменьшения размера скин-слоя. Поскольку  $D = 0.01$ , а увеличение температуры невелико, то вынос тепла из скин-слоя слабо влияет на вид кривых, приведенных на рис. 7. Его влияние заметно лишь после выключения лазерного импульса и при  $\tau \gtrsim 1$  (см. рис. 7) приводит к небольшому уменьшению температуры электронов на поверхности и слабому переносу тепла внутри скин-слоя. При  $\tau \lesssim 4$  вне скин-слоя плазма остается непрогретой.

Аналогичные зависимости имеют место и в случае импульса, длительность которого в три раза больше,  $\tau_p = 3$  (см. рис. 8). Кривые на рис. 8 отвечают тем же моментам времени  $\tau = 0, 2, 4$ , что и на рис. 7. Из сравнения рис. 7 и рис. 8 видно, что в случае импульса большей длительности максимальное значение температуры электронов на поверхности несколько ниже. Это связано с тем, что при воздействии более короткого импульса энергия излучения передается плазме за меньшее время, а слабый теплоотвод не успевает уменьшить температуру. На рис. 8, в отличие от рис. 7, нет пересечения кривых, отвечающих различным моментам времени. Это является следствием более длительного вложения энергии в плазму. И в случае приведенных на рис. 8 зависимостей можно говорить о слабом влиянии выноса тепла из скин-слоя при  $D = 0.01$  и  $\tau \lesssim 4$ . При  $\tau \gtrsim \tau_p = 3$ , когда нагрев становится экспоненциально слабым, перенос тепла в глубь плазмы приводит к уменьшению температуры электронов на поверхности. Вследствии этого возрастает коэффициент поглощения. Такое поведение коэффициента поглощения иллюстрирует рис. 9, где приведены зависимости  $A$  от  $\tau$  при  $D = 0.01$  и трех длительностях импульса  $\tau_p = 1, 3, 5$ . Согласно рис. 9 увеличение коэффициента поглощения начинается

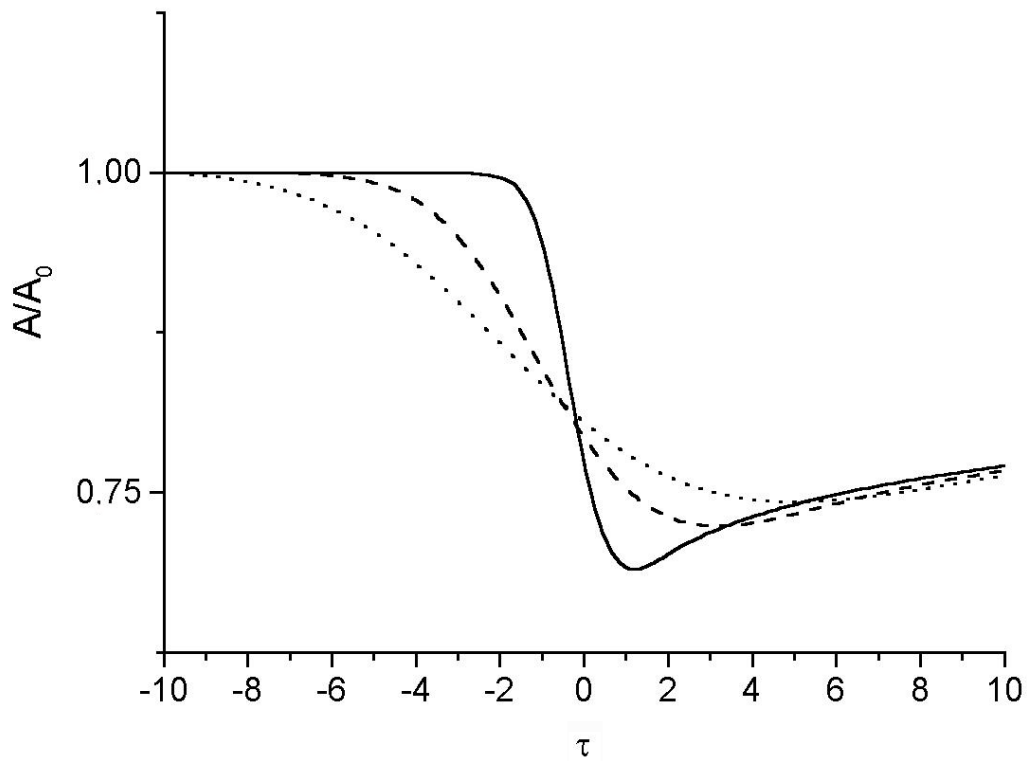


Рис. 9: Коэффициент поглощения как функция времени в случае  $D = 0.01$  и длительностей импульса  $\tau_p = 1$  (сплошная кривая), 3 (пунктирная), 5 (точечная).

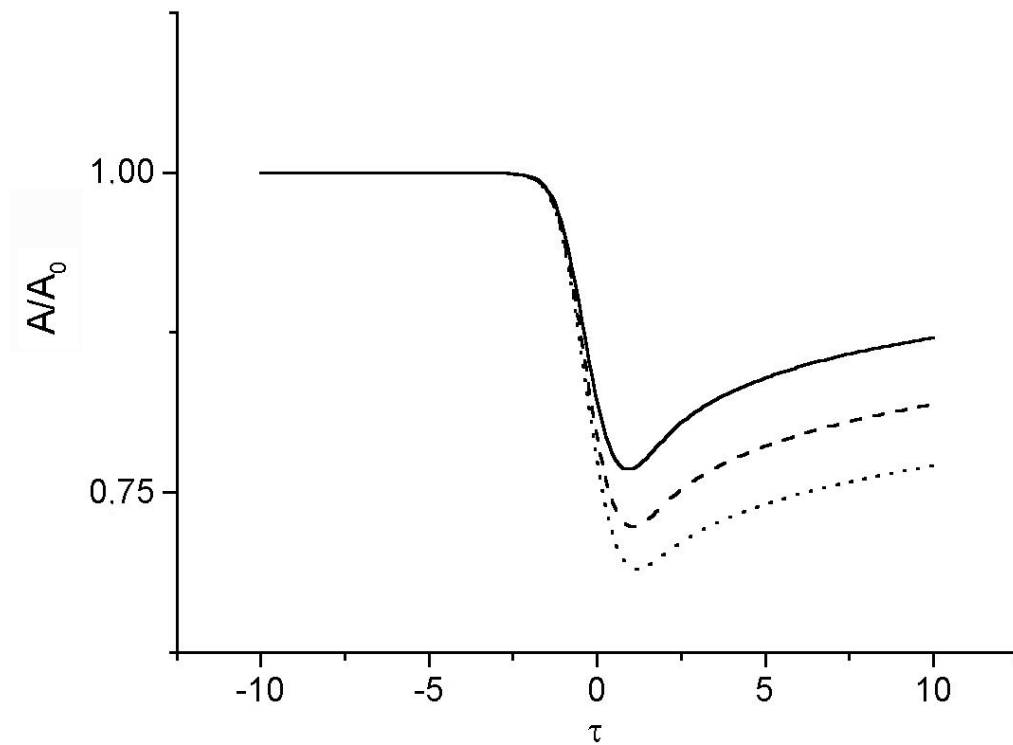


Рис. 10: Коэффициент поглощения как функция времени при длительности импульса  $\tau_p = 1$  и  $D = 0.1$  (сплошная кривая), 0.03 (пунктирная) и 0.01 (точечная).

при  $\tau \gtrsim \tau_p$ . На малых временах это видно наиболее отчетливо на кривой рис. 9, отвечающей  $\tau_p = 1$ , когда за малое время  $\tau \sim \tau_p$  возникает заметный нагрев электронов, а при  $\tau \gtrsim \tau_p = 1$  становится существенным охлаждение электронов на поверхности. Влияние теплоотода на коэффициент поглощения ультракороткого импульса иллюстрирует рис. 10, где приведены зависимости  $A/A_0$  от времени, полученные при  $\tau_p = 1$  и для трех значений параметра  $D = 0.01, 0.03, 0.1$ . Для таких  $D$  и при  $\tau \lesssim \tau_p$  большая часть поглощаемой энергии все еще сосредоточена в скин-слое. Из рис. 10 видно, в какой мере увеличение  $D$  ведет к увеличению коэффициента поглощения. Приведенные на рис. 10 зависимости относятся именно к таким условиям, когда одновременно существенны пространственная структура поля в скин-слое и вынос тепла из него.

## 5 Заключение

Выше рассмотрены различные возможности нагрева электронов и поглощения излучения в условиях нормального скин-эффекта. Установлены условия, в которых необходимо одновременно учитывать пространственную структуру поля в скин-слое и вынос тепла из него. Расчеты иллюстрируют различные возможности нагрева и охлаждения электронов при вполне определенных значениях безразмерного времени  $\tau_p$  (20) и параметра  $D$  (23). Приведем пример параметров плазмы и излучения, при которых  $\tau_p = 3$ , а  $D = 0.1$ . Примем, что плазма состоит из полностью ионизованных атомов бериллия с  $Z = 4$  и электронов, имеющих плотность  $n \simeq 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и температуру  $T_0 \simeq 60 \text{ эВ}$ . При этом  $\Lambda \sim 1$ ,  $\nu_0 \sim \omega_L \simeq 4 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-1}$ ,  $l_0 \simeq 10^{-8} \text{ см}$ , что отвечает границе области применимости теории идеальной плазмы. При воздействии на такую плазму ультракороткого лазерного импульса, имеющего длительность  $t_p \sim 3 \text{ фсек}$ , основную частоту  $\omega \simeq 2 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$  и плотность потока излучения  $I \simeq 2 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ , реализуются условия нормального скин-эффекта. Глубина скин-слоя составляет  $d_0 \simeq 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ см}$  и более чем в  $10^2$  раз превосходит длину свободного пробега  $l_0$ , что позволяет описывать теплопроводность в рамках классической теории переноса. В этих условиях имеем  $\tau_p \simeq 3$ ,  $D \simeq 0.1$ . Небольшой нагрев электронов за время действия импульса не приводит к значительному изменению закономерностей теплопереноса, предполагающему учет эффекта нелокальности переноса. Несущественным оказывается и разлет самой плазмы, приводящий к понижению плотности электронов. Последнее связано с тем, что скорость неизотермического звука составляет  $v_s \sim 4 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ , а время гидродинамического разлета вещества на расстояние порядка глубины скин-слоя  $\sim d_0/v_s \sim 300 \text{ фсек}$  на два порядка превышает длительность импульса.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН "Фемтосекундная оптика и физика сверхсильных лазерных полей" и ФЦНТП "Фемтосекундная лазерная физика".



## Список литературы

- [1] D. F. Price, R. M. More, R. S. Walling, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 252 (1995).
- [2] M. Schnürer, R. Nolte, A. Rousse, et al., *Phys. Rev. E*, **61**, 4394 (2000).
- [3] L. M. Chen, J. Zhang, H. Teng, et al., *Phys. Rev. E*, **63**, 036403 (2001).
- [4] W. Rozmus and V. T. Tikhonchuk, *Phys. Rev. A*, **42**, 7401 (1990).
- [5] W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, and R. Cauble, *Phys. Plasmas*, **3**, 360 (1996).
- [6] T.-Y. Brian Yang, W. L. Kruer, R. M. More, and A. B. Langdon, *Phys. Plasmas*, **2**, 3146 (1995).
- [7] G. Ferrante, M. Zarcone, and S. A. Uryupin, *Phys. Plasmas*, **9**, 4560 (2002).
- [8] T.-Y. Brian Yang, W. L. Kruer, A. B. Langdon, and T. W. Johnston, *Phys. Plasmas*, **3**, 2702 (1996).
- [9] W. Rozmus and V. T. Tikhonchuk, *Phys. Rev. A*, **46**, 7810 (1992).