

## Люминесценция металлов, возбуждаемая при быстром неразрушающем нагружении

© К.Б. Абрамова, А.И. Русаков, А.А. Семенов, И.П. Щербаков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 17 июля 1997 г.

В окончательной редакции 28 октября 1997 г.)

Описана люминесценция, возбуждаемая на тыльной стороне металлических мишеней, облучаемых импульсом лазера с энергией, существенно меньшей порога загорания плазменного факела; рассчитаны временное и пространственное распределение температуры, термонапряжений и скорости изменения термонапряжений в образцах. Выполнено сравнение динамики импульса люминесценции с динамикой облучающего импульса лазера, температуры образца, термонапряжений и скорости изменения термонапряжений. Установлено, что люминесценция возбуждается, когда напряжения на поверхности образца становятся примерно равными пределу текучести материала образца, интенсивность ее растет, пока увеличивается скорость нарастания напряжения, затем процесс затухает. Для описанных в литературе и не нашедших объяснения экспериментов, в которых зарегистрирована аномальная электронная эмиссия с тыльной поверхности металлических мишеней, облучаемых лазерными импульсами, рассчитаны также временное и пространственное распределение температуры, термонапряжений и скорости изменения термонапряжений. Выполнено сравнение динамики экспериментальных и расчетных зависимостей. Установлено существование такой же корреляции, как и для механолюминесценции.

Люминесценция металлов — известное, однако мало изученное к настоящему времени явление. Экспериментально зарегистрирована люминесценция почти 20 различных металлов и сплавов. Известна возбуждаемая светом фотолюминесценция [1,2], катодолуминесценция [3,4], механолюминесценция, возбуждаемая при разрушении и деформировании [5–7]. Предложены механизмы возбуждения фото- и механолюминесценции в благородных металлах [1,2,8,9].

Использование импульса лазера для исследования эмиссионных явлений (механолюминесценции в частности), возбуждаемых на тыльной по отношению к облучению стороне, представляется и удобным экспериментально, и информативным. Взаимодействие лазерного импульса с поверхностью металлической мишени для энергий импульса, меньших порога загорания плазменного факела, исследовано например в [10,11]. Можно с хорошей точностью рассчитать в абсолютных величинах временное и пространственное распределение температуры и напряжения в облучаемой мишени и сопоставить их с возникновением импульса люминесценции, возбуждаемым на ее тыльной стороне, установить минимальные напряжения, возбуждающие люминесценцию, и подтвердить или установить корреляцию между нагружением и излучением. Это является целью первой части настоящей работы.

Во второй части обсуждается возможная связь экзотической эмиссии и механолюминесценции, возбуждаемых при быстром деформировании металлических образцов. Деформирование и разрушение диэлектриков, полупроводников и металлов возбуждает в них ряд неравновесных процессов, в том числе эмиссию электронов и фотонов. В работах [12,13] убедительно показано, что деформирование щелочногалоидных кристаллов LiF и NaF спрово-

ждается одновременным возбуждением люминесценции и электронной эмиссии, которые являются следствием одних и тех же дислокационных процессов.

Эмиссия электронов, сопровождающая механическое нагружение металлов, также зарегистрирована [14]. Одновременных измерений механолюминесценции и электронной эмиссии металлов, насколько нам известно, не делалось. Однако есть по крайней мере две группы работ, в которых установлено существование всплеска нетепловой электронной эмиссии из металлических образцов. В [15,16] описаны опыты, в которых металлический образец облучался импульсом лазера, измерялась эмиссия электронов с его тыльной стороны и была рассчитана температура  $T = T(t)$  тыльной стороны. Установлено, что возбуждаются два хорошо разделенных по времени импульса эмиссии электронов. Первый — короткий и интенсивный с холодной поверхности и второй — с нагретой, который идентифицируется как термоэмиссионный. В [17] подводятся итоги большого числа экспериментов, в которых исследовались металлы при пропускании по ним электрического тока большой плотности с целью исследования процессов, развивающихся при быстром нагревании. Во всех случаях, когда выполнялись измерения, зарегистрирована эмиссия электронов, которую авторы называют аномальной из-за величины и временной характеристики. Величина тока эмиссии электронов вблизи температуры плавления в 10–100 раз превышает значение стационарной термоэмиссии. После выключения тока, т.е. прекращения нагревания, электронная эмиссия релаксирует за время, в течение которого остывание проводника пренебрежимо мало.

Предложено качественное объяснение наблюдаемых явлений. Согласно [17] и физической модели, описанной

в [18], всплеск электронной эмиссии вызван тем, что при быстром нагревании возникает неравновесная концентрация дефектов в объеме металла из-за малой скорости диффузии вакансий, родившихся на поверхности. Таким образом к настоящему времени установлены некоторые характеристики механолюминесценции и механоэмиссии электронов из металлов. Целью второй части работы является сопоставление этих процессов.

## 1. Расчет

Одиночный импульс лазера, облучающий металлическую пластину, площадь поверхности которой много больше ее толщины и диаметра светового пятна, возбуждает люминесценцию тыльной поверхности мишени. Энергия импульса лазера, достаточная для возбуждения люминесценции  $P_{las} \geq 0.1P_{thr}$ , т.е. много меньше энергии  $P_{thr}$ , необходимой для разрушения облучаемой поверхности [19–21]. Для понимания процессов, происходящих в образце, следует рассчитать его нагрев, т.е. пространственное и временное распределение температуры и возникающие вследствие нагрева напряжения, т.е. пространственное и временное распределение термонапряжений.

1) Распределение температуры. Продолжительность рассматриваемых в настоящей работе процессов много меньше времени диффузии тепла до границ образца, поэтому в расчетах образец рассматривается бесконечным по ширине и длине. Долю потока лазерного излучения считаем потоком тепла  $q_0$ , поступающего в образец через пятно на его поверхности  $r = r_0$  во время действия лазерного импульса  $t_0$ . Полагаем, что через поверхности образцов нет излучения тепла в окружающую среду и теплообмена с ней. Задача рассматривается в цилиндрической системе координат, ось  $z$  которой перпендикулярна плоскости образца и проходит через центр пятна, освещаемого лазером. Образец занимает пространство  $0 \leq z \leq a$ . Полагаем, что коэффициент теплопроводности  $k$ , теплоемкости  $c$  и плотность  $\rho$  материала образцов не зависят от температуры. При сделанных предположениях уравнение теплопроводности и граничные условия для него запишутся в виде

$$\Delta T = \frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad \tau = \frac{kt}{c\rho}, \quad (1)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \begin{cases} -\frac{q_0}{k} f(\tau), & \tau < \tau_0 = \frac{kt_0}{c\rho}, \\ 0, & \tau > \tau_0, \end{cases} \quad \begin{matrix} r \leq r_0, \\ r > r_0. \end{matrix} \quad (2)$$

$f(\tau)$  — форма лазерного импульса,

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=a} = 0. \quad (3)$$

Уравнение (1) с граничными условиями (2), (3) решалось с помощью преобразования Лапласа по  $\tau$  и преобразования Ханкеля по  $r$ .

Форма лазерного импульса аппроксимировалась функцией

$$f(\tau) = \begin{cases} \sin \frac{\pi\tau}{\tau_0}, & \tau \leq \tau_0, \\ 0, & \tau > \tau_0. \end{cases} \quad (4)$$

В результате получены следующие выражения для распределения температуры в образце: для  $\tau < \tau_0$

$$T(r, z, \tau) = \frac{q_0 r_0}{k} \int_0^\infty J_1 \left( \lambda \frac{r_0}{a} \right) J_0 \left( \lambda \frac{r}{a} \right) \times \left\{ \frac{\lambda^2 \sin \frac{\pi\tau}{\tau_0} - \frac{\pi a^2}{\tau_0} \left( \cos \frac{\pi\tau}{\tau_0} - \exp \left( -\lambda^2 \frac{\tau}{a^2} \right) \right)}{\lambda^4 + \frac{\pi a^4}{\tau_0}} + 2 \sum_{n=1}^\infty \frac{\cos \frac{n\pi z}{a}}{(n^2 \pi^2 + \lambda^2)^2} \left\{ (n^2 \pi^2 + \lambda^2) \sin \frac{\pi\tau}{\tau_0} - \frac{\pi a^2}{\tau_0} \left( \cos \frac{\pi\tau}{\tau_0} - \exp \left[ -(n^2 \pi^2 + \lambda^2) \frac{\tau}{a^2} \right] \right) \right\} \right\} d\lambda, \quad (5)$$

для  $\tau > \tau_0$

$$T(r, z, \tau) = \frac{q_0 r_0}{k} \frac{\pi a^2}{\tau_0} \int_0^\infty J_1 \left( \lambda \frac{r_0}{a} \right) J_0 \left( \lambda \frac{r}{a} \right) \times \left\{ \frac{\exp \left( -\lambda^2 \frac{\tau}{a^2} \right) \left( \exp \left( \lambda^2 \frac{\tau_0}{a^2} \right) + 1 \right)}{\lambda^4 + \frac{\pi a^4}{\tau_0}} + 2 \sum_0^\infty \frac{\cos \left( \frac{n\pi z}{a} \right)}{(n^2 \pi^2 + \lambda^2)^2 + \frac{\pi a^4}{\tau_0}} \exp \left[ -(n^2 \pi^2 + \lambda^2) \frac{\tau}{a^2} \right] \right\} \times \left[ \exp \left[ (n^2 \pi^2 + \lambda^2) \frac{\tau_0}{a^2} \right] + 1 \right] d\lambda. \quad (6)$$

Полученные выражения позволяют рассчитать и построить графики зависимости температуры от времени для разных значений  $r$  и  $z$ , а также графики изменения температуры от времени для заданной поглощенной энергии и разных значений  $r$  и  $z$ .

2) Квазистатические термонапряжения. При резком повышении температуры одной из поверхностей пластин ("тепловой удар") в ней может возникнуть волна сжатия, распространяющаяся со скоростью  $c = \sqrt{\frac{2(1-\mu)G}{(1-2\mu)\rho}}$ , где  $\mu$  — коэффициент Пуассона,  $G = \frac{E}{2(1+\mu)}$  — модуль сдвига,  $E$  — модуль Юнга,  $\rho$  — плотность материала пластины. Прохождение волны описывается уравнениями перемещений при учете инерционного члена  $\rho \partial^2 \mathbf{U} / \partial t^2$ , где  $\mathbf{U}$  — вектор перемещений. Если изменение температуры происходит относительно медленно, то можно пренебречь инерцией и рассматривать движение как некоторую последовательность состояний равновесия (гипотеза Дюамеля [22]). Такой подход называют "квазистатическим".

Как указывалось выше, одна из задач настоящей работы состоит в попытке установления минимальных напряжений, возбуждающих механолюминесценцию. В экспериментах использовались импульсы лазера минимальной мощности, при которой возможна надежная регистрация люминесценции облучаемого образца. При этом на тыльной стороне образца возбуждался импульс люминесценции, запаздывающий относительно начала лазерного на время, более чем на два порядка превышающее время прохождения через образец волны сжатия. Следовательно, в условиях нашего эксперимента волна сжатия не проявлялась. Это позволило использовать квазистатический подход к решению задачи (аналитическая оценка области применимости этого подхода — большая и серьезная физическая задача, выполнить которую в рамках описываемых исследований не представляется возможным). Уравнения, описывающие осесимметричные квазистатические термоупругие перемещения в цилиндрической системе координат, имеют вид [22]

$$\begin{cases} \Delta U_r - \frac{U_r}{r^2} + \frac{1}{1-2\mu} \frac{\partial}{\partial z}(\operatorname{div} \mathbf{U}) = \frac{2(1+\mu)}{1-2\mu} \frac{\partial(\alpha T)}{\partial r}, \\ \Delta U_z + \frac{1}{1-2\mu} \frac{\partial}{\partial r}(\operatorname{div} \mathbf{U}) = \frac{2(1+\mu)}{1-2\mu} \frac{\partial(\alpha T)}{\partial r}. \end{cases} \quad (7)$$

здесь  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения, который считаем постоянной величиной.

Так как на поверхностях образца не действуют внешние силы (лазерным световым давлением пренебрегаем), то на них должны выполняться следующие граничные условия:

$$\sigma_{ik}n_k = 0, \quad (8)$$

которые в приближении малых деформаций для рассматриваемой задачи имеют вид

$$\sigma_{zz} \Big|_{z=0;a} = 0, \quad (9)$$

$$\sigma_{rz} \Big|_{z=0;a} = 0. \quad (10)$$

Здесь  $\sigma_{ik}$  — тензор напряжений,  $\mathbf{n}$  — нормали к поверхностям образца.

Решение системы уравнений (7) с граничными условиями (9), (10) искалось с помощью термоупругого потенциала перемещений и функции Лява [22]. Используя связь между перемещениями и тензором напряжений, получим выражения для его компонентов. В настоящей работе интерес представляют напряжения на тыльной поверхности образца, т. е. при  $z = a$ . Здесь  $\sigma_{rz} = \sigma_{zz} = 0$  и, как показали численные расчеты, зависимости  $\sigma_{rr}$  и  $\sigma_{\varphi\varphi}$  от радиуса и от времени одинаковы, поэтому

приводим только одно из полученных выражений

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} = & -\beta \left\{ -\frac{1}{ar} \int_0^\infty J_1\left(\lambda \frac{r_0}{a}\right) J_0\left(\lambda \frac{r}{a}\right) F(\lambda, z, \tau) \lambda d\lambda \right. \\ & + \int_0^\infty J_1\left(\lambda \frac{r_0}{a}\right) J_0\left(\lambda \frac{r}{a}\right) \frac{\partial^2 F(\lambda, z, \tau)}{\partial z^2} d\lambda \\ & + \frac{1}{ar} \int_0^\infty \frac{J_1\left(\lambda \frac{r_0}{a}\right) J_1\left(\lambda \frac{r}{a}\right)}{\operatorname{sh}^2 \lambda - \lambda^2} \\ & \times \left[ \left\{ (1-2\mu) \left( \lambda \operatorname{sh} \lambda \frac{z}{a} - \operatorname{sh} \lambda \operatorname{sh} \lambda \left(1 - \frac{z}{a}\right) \right) - \lambda^2 \operatorname{ch} \lambda \frac{z}{a} \right. \right. \\ & + \left. \left. \lambda \frac{z}{a} \left( \lambda \operatorname{ch} \lambda \frac{z}{a} + \operatorname{sh} \lambda \operatorname{ch} \lambda \left(1 - \frac{z}{a}\right) \right) \right\} F(\lambda, 0, \tau) \right. \\ & - \left. \left\{ (1-2\mu) \left( \operatorname{sh} \lambda \operatorname{sh} \lambda \frac{z}{a} - \lambda \operatorname{sh} \lambda \left(1 - \frac{z}{a}\right) \right) \right. \right. \\ & - \left. \left. \lambda \operatorname{sh} \lambda \operatorname{ch} \lambda \frac{z}{a} + \lambda \frac{z}{a} \left( \operatorname{sh} \lambda \operatorname{ch} \lambda \frac{z}{a} + \lambda \operatorname{ch} \lambda \left(1 - \frac{z}{a}\right) \right) \right\} \right. \\ & \times \left. F(\lambda, a, \tau) \right] \lambda d\lambda - \frac{1}{a^2} \int_0^\infty \frac{J_1\left(\lambda \frac{r_0}{a}\right) J_0\left(\lambda \frac{r}{a}\right)}{\operatorname{sh}^2 \lambda - \lambda^2} \\ & \times \left[ \left\{ \lambda \operatorname{sh} \lambda \frac{z}{a} - \operatorname{sh} \lambda \operatorname{sh} \lambda \left(1 - \frac{z}{a}\right) - \lambda^2 \operatorname{ch} \lambda \frac{z}{a} \right. \right. \\ & + \left. \left. \lambda \frac{z}{a} \left( \lambda \operatorname{ch} \lambda \frac{z}{a} + \operatorname{sh} \lambda \operatorname{ch} \lambda \left(1 - \frac{z}{a}\right) \right) \right\} F(\lambda, 0, \tau) \right. \\ & - \left. \left\{ \operatorname{sh} \lambda \operatorname{sh} \lambda \frac{z}{a} - \lambda \operatorname{sh} \lambda \left(1 - \frac{z}{a}\right) - \lambda \operatorname{sh} \lambda \operatorname{ch} \lambda \frac{z}{a} \right. \right. \\ & + \left. \left. \lambda \frac{z}{a} \left( \operatorname{sh} \lambda \operatorname{ch} \lambda \frac{z}{a} + \lambda \operatorname{ch} \lambda \left(1 - \frac{z}{a}\right) \right) \right\} \right. \\ & \times \left. F(\lambda, a, \tau) \right] \lambda^2 d\lambda \left. \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Здесь  $\beta = 2G \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha \frac{q_0 r_0}{k} = \frac{\alpha E}{1-\mu} \frac{q_0 r_0}{k}$ , для  $\tau < \tau_0$ ,

$F(\lambda, z, \tau)$

$$\begin{aligned} = & a^2 \left\{ \frac{\lambda^2 \sin \frac{\pi\tau}{\tau_0} - \frac{\pi a^2}{\tau_0} \left( \cos \frac{\pi\tau}{\tau_0} - \exp\left(-\lambda^2 \frac{\tau}{a^2}\right) \right)}{\lambda^4 + \frac{\pi^2 a^4}{\tau_0^2}} \right. \\ & + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi z}{a}\right) \\ & \left. \frac{(n^2 \pi^2 + \lambda^2) \sin \frac{\pi\tau}{\tau_0} - \frac{\pi a^2}{\tau_0} \left( \cos \frac{\pi\tau}{\tau_0} - \exp\left[-(n^2 \pi^2 + \lambda^2) \frac{\tau}{a^2}\right] \right)}{(n^2 \pi^2 + \lambda^2)^2 + \frac{\pi^2 a^4}{\tau_0^2}} \right\}, \quad (12) \end{aligned}$$

для  $\tau > \tau_0$

$$F(\lambda, z, \tau) = \frac{\pi a^4}{\tau_0} \left\{ \frac{\exp(-\lambda^2 \frac{\tau}{a^2}) (1 + \exp(\lambda^2 \frac{\tau_0}{a^2}))}{\lambda^4 + \frac{\pi^2 a^4}{\tau_0^2}} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi z}{a}\right) \times \frac{\exp[-(n^2 \pi^2 + \lambda^2) \frac{\tau}{a^2}] [1 + \exp[(n^2 \pi^2 + \lambda^2) \frac{\tau_0}{a^2}]]}{(n^2 \pi^2 + \lambda^2)^2 + \frac{\pi^2 a^4}{\tau_0^2}} \right\}. \quad (13)$$

Таким образом, поставленная задача решена. Полученные выражения позволяют рассчитать искомые распределения напряжений.

## 2. Эксперимент

Экспериментально исследовались люминесценция и тепловое излучение, возбуждаемые на тыльной стороне металлической мишени, в результате воздействия на нее лазерного импульса. В опытах использовались образцы в виде пластин, площадь поверхности которых была  $30 \times 30$  мм, а толщина 0.1–0.5 мм. Одна поверхность образца располагалась перед входным окном ФЭУ-136, чувствительным к излучению в широкой спектральной области 300–800 нм, который работал в аналоговом режиме в комплекте с цифровым запоминающим осциллографом, или перед входным окном фотосопротивления ФСГ-22-311, чувствительным в области 800–1500 нм, сигнал с которого также подавался на вход цифрового запоминающего осциллографа. Другая поверхность образца облучалась импульсом лазера, обладающим следующими параметрами: длительность импульса  $t_{las} = 1.5$  мс, энергия в режиме свободной генерации  $P = 24$  Дж, длина волны 1.06 мкм. Пучок фокусировался в пятно диаметром  $d_{eff} = 2$ –8 мм, и ослаблялся нейтральными светофильтрами до уровня  $P_{thr}$ , соответствующего порогу разрушения (или, что то же самое — порогу загорания плазменного факела на передней поверхности образца) и еще ниже. Нижний предел энергий лазерного импульса определялся возможностью регистрации люминесценции тыльной поверхности образца и составлял 0.1–0.2  $P_{thr}$  (например, для меди  $P_{thr} = 5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> [10]).

Облучению подвергались медные, алюминиевые, золотые, серебряные и платиновые образцы. Энергия облучающего импульса  $P_{las}$ , контролировалась. Как правило, при  $P_{las} > 0.2 P_{thr}$  на тыльной стороне образца возбуждалась люминесценция. Если интенсивность люминесценции была достаточной для надежной ее регистрации, то импульс  $I_{lum}$  начинался через 0.2–0.3 мс для медных образцов от начала  $P_{las}$  и заканчивался, как правило, до окончания  $P_{las}$ . Увеличение интенсивности импульса лазера увеличивало интенсивность люминесценции. Если величина  $P_{las}$  становилась достаточно большой, то на

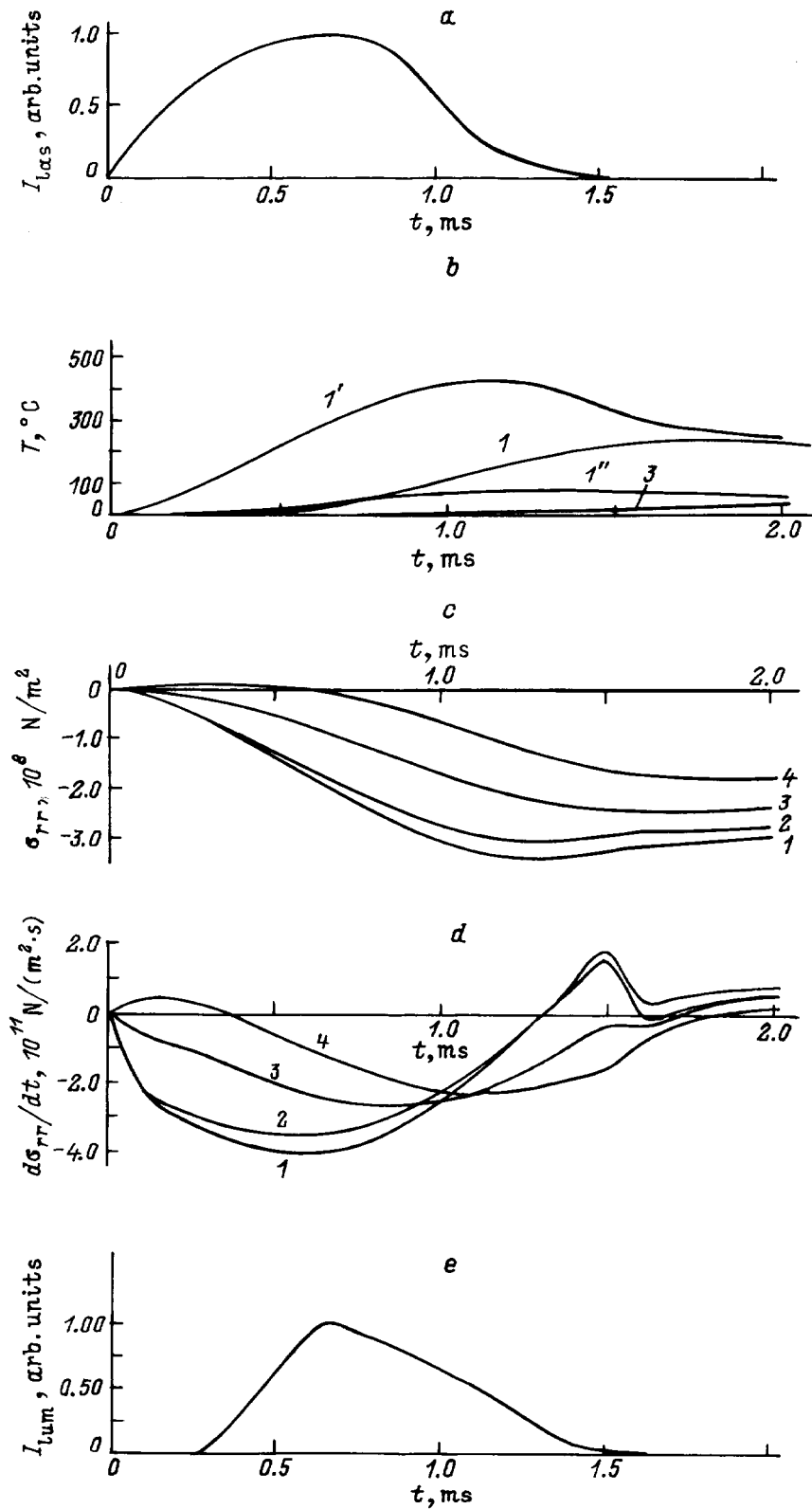
тыльной стороне образца возбуждалось два разрешенных во времени импульса люминесценции  $I_{lum}^{(1)}$  и  $I_{lum}^{(2)}$ , причем  $I_{lum}^{(2)}$  появляется раньше  $I_{lum}^{(1)}$ . Время задержки импульсов люминесценции относительно начала лазерного и энергия  $P_{las}$ , возбуждающая  $I_{lum}^{(1)}$  и  $I_{lum}^{(2)}$ , позволяют утверждать [19], что оба импульса возбуждаются механическими напряжениями, но  $I_{lum}^{(2)}$  есть следствие напряжений, вызванных акустической волной или тепловым ударом, а  $I_{lum}^{(1)}$  — термонапряжений. Описанные ниже эксперименты выполнены при энергии лазера  $P_{thr} > P_{las} \geq 0.1$ – $0.2 P_{thr}$ , в условиях, когда возбуждается только  $I_{lum}^{(1)}$  и для которых выполнен расчет.

Тепловое излучение регистрировалось, как уже упоминалось, с помощью фотосопротивления, которое было предварительно отградуировано. Поверхность исследуемого образца, обращенная к детектору, закрывалась непрозрачным экраном с отверстием, причем диаметр отверстия выбирался равным диаметру пятна лазера, затем образец нагревался стационарным источником до некоторой фиксированной температуры, определяемой с помощью термометра и измерялся сигнал фотосопротивления. Измерения выполнены в диапазоне 25–120°С через каждые 5 градусов. Эти измерения использованы для определения масштаба оси ординат осциллограмм, полученных с помощью фотосопротивления.

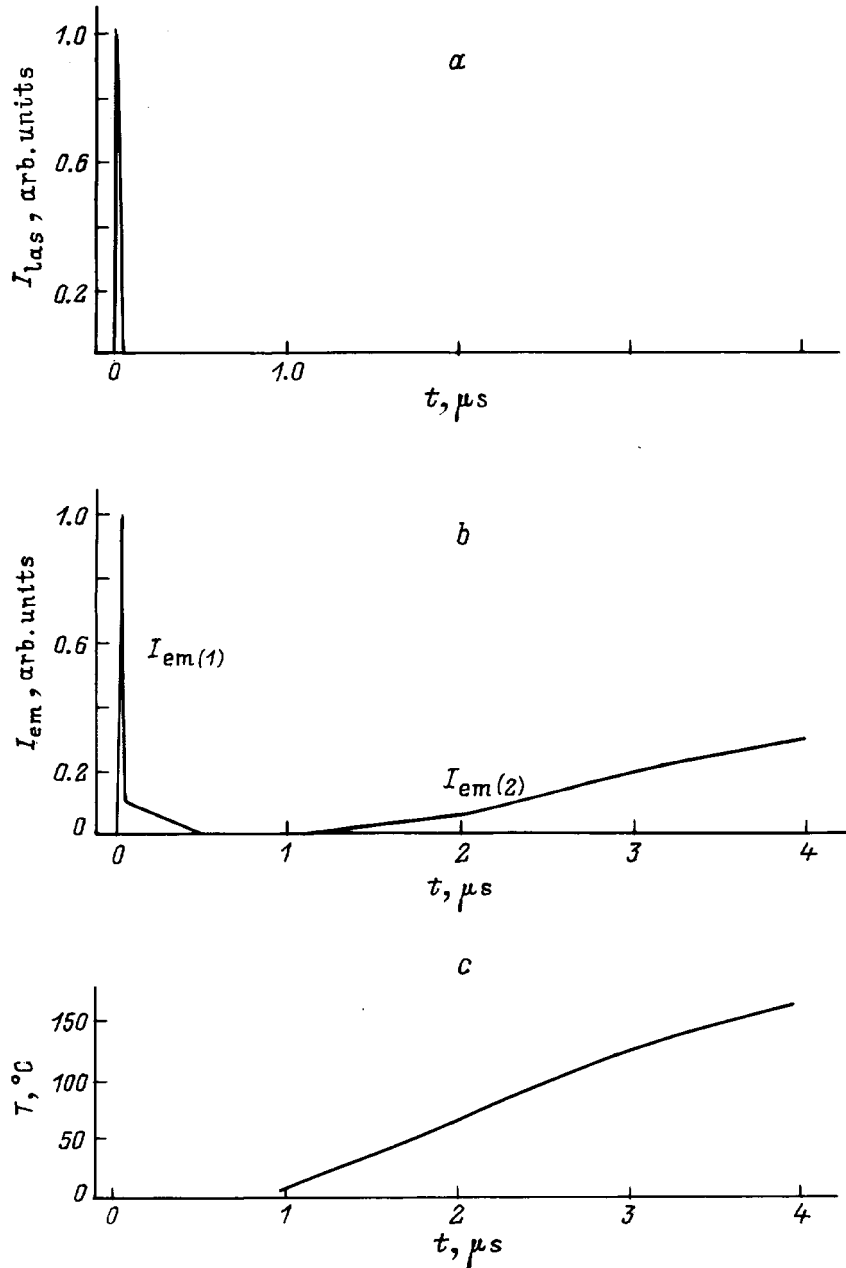
## 3. Результаты и обсуждение

В экспериментах измерялась люминесценция тыльной стороны облучаемых импульсом лазера с энергией  $P_{las} < P_{thr}$  мишеней, изготовленных из платины, серебра, золота, холоднокатанной и отожженной меди, алюминия. При таком мягком способе возбуждения не зафиксирована люминесценция алюминия и отожженной меди [20], во всех остальных случаях она надежно измерена. Для всех металлов измерено тепловое излучение, с помощью фотосопротивления и осциллографа получены временные зависимости  $I_T(t)$ . По формулам (5), (6), (11)–(13) рассчитаны в абсолютных величинах временные и пространственные зависимости температуры и термонапряжений. В расчетах учтено, что плотность поглощенного потока излучения составляет малую часть падающего, например для меди она не превышает 2–7% [23].

На рис. 1 представлены экспериментальные и расчетные зависимости, полученные при облучении медного образца, изготовленного из холоднокатанной пластины (предел текучести  $\sigma_{0.2} = 1.2 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup>). Из рис. 1 видно, что с началом облучения мишени, разогревом пятна и распространением разогрева по образцу (рис. 1, *b*) появляются и растут термонапряжения (рис. 1, *c*). На рис. 1, *e* представлен импульс механолюминесценции. Всплеск излучения, как видно из рис. 1, *e*, начинается, как только на тыльной стороне поверхности мишени появляется область, термонапряжения в которой близки



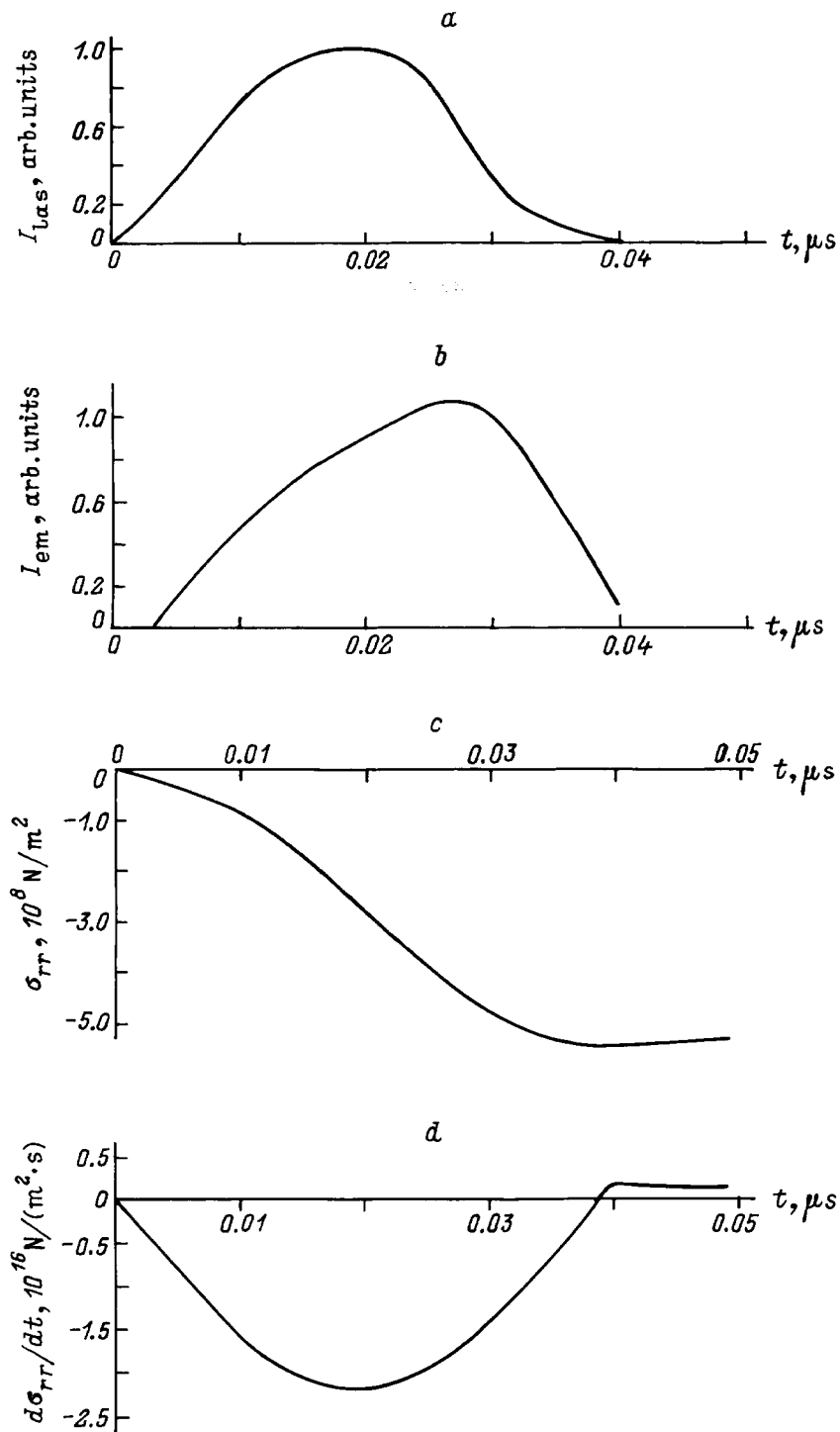
**Рис. 1.** Осциллограммы импульсов лазера (а), люминесценции (е), теплового излучения тыльной стороны образца меди толщиной  $z = 0.5 \text{ mm}$  (b, кривая  $I''$ ), а также рассчитанные значения температуры (b, кривые  $I, I', 3$ ), термонапряжений (с) и скорости изменения термонапряжений (d). b)  $I'$  — на облучаемой стороне образца в центре пятна лазера ( $z = 0, r = 0$ ),  $I, 3$  — на тыльной стороне ( $z = 0.5 \text{ mm}$ ) в центре и на краю нагретого пятна соответственно, c, d — на тыльной стороне ( $z = 0.5 \text{ mm}$ ),  $r$  (mm):  $I - 0, 2 - 0.5, 3 - 1.0, 4 - 1.5$ . Энергия, введенная в образец  $E_{\text{in}} = 1.6 \text{ J}$ ,  $\sigma_{0.2} = 1.2 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2$ .



**Рис. 2.** Осциллограммы [16] импульсов лазера (a) и электронной эмиссии (b). c — рассчитанная авторами настоящей работы величина температуры на тыльной стороне образца в центре пятна ( $z = 0.05$  mm,  $r = 0$  mm). Образец Au,  $\sigma_{0.2} = 0.9 \cdot 10^8$  N/m<sup>2</sup>, толщина — 0.05 mm,  $E_{in} = 0.002$  J.

к пределу текучести (рис. 1, c). На рис. 1, d представлены зависимости скорости изменения напряжений  $\partial\sigma/\partial t$  в образце от времени. Сопоставляя графики на рис. 1, можно установить, что интенсивность люминесценции  $I_{lum}$  лучше всего коррелирует со скоростью изменения напряжений  $\partial\sigma/\partial t$ . Чем больше  $\partial\sigma/\partial t$ , тем больше интенсивность люминесценции и с уменьшением  $\partial\sigma/\partial t$  уменьшается  $I_{lum}$ , хотя лазерный импульс еще не закончился и растут термонапряжения и температура. Максимум импульса люминесценции немного запаздывает во времени по сравнению с максимумом скорости нараста-

ния напряжений в центре тыльной поверхности образца (рис. 1, d, кривая 1). Это связано с тем, что умножитель регистрирует интегральное излучение со всей нагруженной области, а скорость изменения напряжения в разных точках поверхности образца достигает максимума в разные моменты времени (рис. 1, d, кривые 1–4). Измеренная с помощью фотосопротивления температура тыльной поверхности (рис. 1, b, кривая 1) медного образца достигает своего максимального значения 60–80  $^{\circ}C$  к тому времени, когда люминесценция затухает. Графики  $T(t)$  приведенные на рис. 1, b, требуют дополнительного



**Рис. 3.** Осциллограммы [16] импульса лазера (а) и первого импульса электронной эмиссии (b) (фрагмент осциллограмм, приведенных на рис. 2, а, b), а также рассчитанная авторами величина термонапряжений (с) и скорости их изменения (d) на тыльной стороне того же образца, что и на рис. 2, для  $z = 0.05$  mm,  $r = 0$  mm.

пояснения. Кривые 1', 1, 3 (рис. 1, b) — расчетные кривые изменения температуры разных точек фронтальной и тыльной поверхностей образца: 1' — центр пятна лазера (фронтальная поверхность), 1 — центр пятна тыльной поверхности, 3 — примерно край пятна тыльной поверхности; 1'' — экспериментальная кривая — осцил-

лограмма, полученная с помощью фотоспротивления. Это фотоспротивление располагалось таким образом, что на него попадало излучение со всей площади нагретого пятна тыльной поверхности и, поэтому кривую 1'' следует рассматривать как оценочную или усредненную по площади нагретого пятна зависимость, достаточно

хорошо совпадающую с расчетом. Для всех исследованных металлов наблюдалось (как на рис. 1) несовпадение зависимостей  $I_{lum}(t)$  и  $T(t)$  даже для самой горячей точки нагретого пятна.

Аналогичные эксперименты проведены с медными отожженными образцами, имеющими предел текучести  $\sigma_{0.2} = 0.7 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2$ . Однако в этих случаях механолюминесценция не была зарегистрирована. В работе [20] описаны эксперименты, в которых проводились исследования изменения микроструктуры медных образцов после облучения аналогичными лазерными импульсами. В отожженных образцах изменения микроструктуры не обнаружено. Механолюминесценция обнаружена в тех образцах, в которых происходило изменение микроструктуры. В образцах, имеющих мелкозернистую микроструктуру, в месте облучения лазером происходило увеличение размера зерен. Как известно, наибольшее количество дефектов располагается на границе зерен. Поэтому при изменении размера зерен происходит перераспределение дефектов в объеме образца, а это означает, что часть дефектов в процессе облучения лазером приходила в движение.

Нам представляется, что анализ, проведенный из сопоставления расчетных зависимостей температуры, напряжений и скорости изменения напряжений с импульсом механолюминесценции, не противоречит дислокационному механизму механолюминесценции, описанному в работах [9,24].

Как уже отмечалось в начале, при быстром нагреве металлических проводников электрическим током [17] и при облучении металлических мишеней импульсом лазера [16] наблюдается всплеск электронной эмиссии, которая не является термоэмиссией и названа авторами [17] аномальной. Аномальность электронной эмиссии при быстром нагреве электрическим током в том, что она на один–три порядка превышает известную термоэмиссию, возбуждается при температуре, близкой к температуре плавления, и затухает после выключения тока за время, в течение которого остыванием образца можно пренебречь.

При облучении вольфрамовых, танталовых и золотых образцов одиночными импульсами лазера облучаемая и тыльная стороны образца [15,16] эмиттировали электроны. Наблюдалось по два импульса эмиссии электронов с каждой стороны, хорошо разрешенных во времени и имеющих различные длительности, амплитуды и энергии электронов. Второй по времени импульс уверенно идентифицируется как термоэмиссия. Природа первого импульса, имеющего по сравнению со вторым меньшую длительность, большую амплитуду и почти на порядок большую энергию частиц, не ясна, хотя есть качественные гипотезы.

Сведений, приведенных в работах [15,16], достаточно для того, чтобы сделать расчет возникающих в результате облучения термонапряжений, скорости нарастания термонапряжений и роста температуры. На рис. 2,3

представлены зависимости интенсивности лазерного импульса от времени ( $I_{las}(t)$ ) и интенсивности эмиссии электронов с тыльной поверхности золотого образца от времени ( $I_{em}(t)$ ), приведенные в [16], а также сделанные нами для условий [16] расчеты  $\sigma_{rr}(t)$ ,  $\partial\sigma_{rr}(t)/\partial t$  и  $T(t)$ .

Из сопоставления приведенных зависимостей можно сделать те же заключения, что и из рис. 1, только вместо механолюминесценции следует говорить об эмиссии электронов. Первый импульс эмиссии электронов  $I_{em(1)}(t)$ , как видно из рис. 2 и 3 лучше всего коррелирует с изменением  $\partial\sigma_{rr}(t)/\partial t$ . Чем больше  $\partial\sigma_{rr}(t)/\partial t$ , тем больше эмиссия электронов и с уменьшением  $\partial\sigma_{rr}(t)/\partial t$  эмиссия электронов также уменьшается. Небольшое запаздывание на  $0.005 \mu\text{s}$  максимума эмиссии по отношению к максимуму  $\partial\sigma_{rr}(t)/\partial t$  вызвано, по-видимому, теми же причинами, что и в случае с механолюминесценцией на рис. 1. Разница состоит лишь в том, что в этом случае детектором вместо фотоумножителя был электронный умножитель. Второй импульс эмиссии появляется, когда начинается нагрев тыльной поверхности и кривая  $I_{em(2)}(t)$  подобна кривой  $T(t)$  (рис. 2). Впервые экзоэмиссию электронов наблюдали при разрушении диэлектриков [25,26]. В настоящее время активно ведутся исследования экзоэмиссии электронов и эмиссии фотонов при деформировании и разрушении щелочно-галогенидных кристаллов [12,13]. По нашему мнению, есть основания считать, что аномальная эмиссия электронов при быстром нагреве проводников электрическим током и первый импульс эмиссии электронов при облучении металлической мишени лазером являются следствием возникновения термонапряжений в металлическом образце.

Сопоставление величин, а также временных и пространственных распределений напряжений и температур с временными зависимостями эмиссии фотонов (механолюминесценции) и электронов (экзоэмиссии) в образцах, в которых они зарегистрированы с их тыльной стороны, позволяет сделать следующие заключения: 1) динамика эмиссионных процессов связана с динамикой напряжений: чем больше скорость изменения напряжений, тем больше интенсивность механолюминесценции и экзоэмиссии; 2) механолюминесценция начинается тогда, когда напряжения в образце близки к пределу текучести материала.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-18097).

## Список литературы

- [1] A. Mooradian. Phys. Rev. Lett. **22**, 5, 185 (1969).
- [2] G.T. Boyd, Z. Yu, Y.R. Shen. Phys. Rev. **B33**, 12, 7923 (1986).
- [3] A. Bannot, J.M. Debever, J. Hanus. Solid State Commun. **10**, 173 (1972).
- [4] П.Г. Борзяк, И.П. Запесочный, И.А. Коновалов, В.А. Крицкий, Ю.А. Кулюпин, К.Н. Пилипчак, С.С. Поп, П.М. Томчук. Изв. АН СССР. Сер. физ. **40**, 8, 1621 (1976).



- [5] К.Б. Абрамова, И.П. Щербаков. ЖТФ **64**, 9, 75 (1994).
- [6] А.А. Тупик, Н.П. Валуев. Письма в ЖТФ **6**, 2, 82 (1980).
- [7] В.Т. Сотников, В.А. Грициан, А.А. Нечепоренко. Письма в ЖТФ **13**, 21, 1291 (1987).
- [8] P. Appel, R. Monreal. Phys. Scripta **38**, 174 (1988).
- [9] M.I. Molotskii. Chem. Rev. (Soviet Sci. Rev. Section B) **13**, Pt 3, 1 (1989).
- [10] С.И. Анисимов, Я.О. Имас, П.С. Солонов, Ю.В. Ходыко. Действие излучения большой мощности на металлы. Наука, М. (1970). 270 с.
- [11] Дж. Реди. Действие мощного лазерного излучения. Мир, М. (1974). 486 с.
- [12] V.A. Zakrevskii, A.V. Shuldiner. Phil. Mag. **B71**, 2, 127 (1995).
- [13] А.А. Кусов, М.И. Клиндер, В.А. Закревский. ФТТ **32**, 6, 1694 (1990).
- [14] Техника и методика измерения экзоэлектронной и акустической эмиссии. Сборник № 215 / Под ред. В.С. Кортова. Изд-во УПИ, Свердловск (1973). 188 с.
- [15] W.L. Knecht. Appl. Phys. Lett. **6**, 6, 99 (1965).
- [16] W.L. Knecht. Appl. Phys. Lett. **8**, 10, 254 (1966).
- [17] С.В. Лебедев, А.И. Савватимский. УФН **144**, 2, 215 (1984).
- [18] N.V. Stepanova. XVII Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Berkeley (1996).
- [19] А.М. Кондырев, И.П. Щербаков, К.Б. Абрамова, А.Е. Чмель. ЖТФ **62**, 1, 206 (1992).
- [20] К.Б. Абрамова, И.П. Щербаков, И.Я. Пухонто, А.М. Кондырев. ЖТФ **66**, 5, 190 (1996).
- [21] K.B. Abramova, I.P. Shcherbakov, A.I. Rusakov, A.A. Semenov, I.Y. Puchonto, A.M. Kondirev. IX Int. Conf. Nonresonant Laser-Matter Interaction. St. Petersburg, Pushkin. SPIE **3093**, 22 (1996).
- [22] Г. Паркус. Неустановившиеся температурные напряжения. ГИФМЛ, М. (1963). 252 с.
- [23] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Метлихова. Энергоиздат, М. (1991). 1231 с.
- [24] V.P. Chandra, M.S. Khlan, Seema R. Singh, M.H. Ansari. Cryst. Res. Technol. **4**, 31, 495 (1996).
- [25] Н.А. Кротова, В.В. Карасев. ДАН СССР **92**, 3, 607 (1953).
- [26] Э. Рабинович. УФН **127**, 1, 163 (1979) (E. Rabinowich. Scientific American **236**, 1, 74 (1977)).