

УДК 541.126.011.2

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ И КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ПЛЕНКИ ОКСИДА МЕДИ НА ВРЕМЯ ЗАДЕРЖКИ ЗАЖИГАНИЯ ТЭНА ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

А. В. Ханефт^{1,2}, В. А. Долгачёв¹, А. С. Зверев^{1,3}, А. Ю. Митрофанов^{1,3}

¹Кемеровский государственный университет, 650043 Кемерово, khaneft@kemsu.ru

²Томский политехнический университет, 634050 Томск

³Юргинский технологический институт Томского политехнического университета, 652055 Юрга

Проведено численное моделирование зажигания тэна поглощающей лазерное излучение пленкой оксида меди. Результаты расчета показали наличие минимума на зависимости динамического времени задержки зажигания тэна прямоугольным лазерным импульсом от толщины поглощающей пленки. Этот эффект обусловлен тем, что при толщине пленки, соизмеримой с обратной величиной коэффициента поглощения, количество тепла, выделяющегося в тонкой пленке вследствие многократного отражения светового потока, пропорционально ее толщине. Поэтому с уменьшением толщины пленки необходимо больше времени, чтобы ее нагреть до температуры зажигания тэна. В случае толстой пленки требуются дополнительные энергия и время для прогрева ее холодной части до температуры зажигания тэна.

Ключевые слова: моделирование, поглощающая пленка, лазерный импульс, зажигание, тэн.

DOI 10.15372/FGV20160112

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы значительно возросло число работ по экспериментальному изучению и численному моделированию зажигания конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) лазерным излучением, а также источниками тепла ограниченной энергоемкости [1–15]. Это обусловлено как перспективами практического использования лазерного инициирования энергетических материалов, так и выяснением механизма зажигания ВВ.

При моделировании зажигания энергетических материалов поглощающим лазерное излучение включением обычно не учитывается распределение светового потока по включению. В случае металлических частиц, находящихся в объеме, или металлических пленок, нанесенных на поверхность ВВ, это справедливо, так как толщина скин-слоя, в котором поглощается энергия световой волны, мала по сравнению, например, с толщиной пленки. При этом полагают, что распределение температуры во

включении или на нанесенной пленке однородно вследствие высокой теплопроводности металла. Кроме того, в некоторых работах, например в [5, 6, 8], пренебрегают отражением светового потока поглощающими включениями, хотя для металлических частиц в оптическом диапазоне коэффициент отражения может составлять порядка 90 ÷ 95 %.

В случае включений или пленок, нанесенных на поверхность ВВ, например из оксидов металлов, необходимо учитывать распределение световой энергии по толщине поглощающей пленки в интервале длин волн $\lambda = 1060 \div 1070$ нм при воздействии неодимового лазера или волоконного лазера YLS-150. Это, во-первых, связано с тем, что толщина пленки соизмерима с обратной величиной коэффициента поглощения α , а во-вторых, ее теплопроводность значительно меньше теплопроводности металла.

Целью данной работы является численное моделирование влияния толщины поглощающей лазерное излучение пленки и ее коэффициента поглощения на условие зажигания энергетического материала нагретой пленкой на примере тэна (тетранитропентаэритрит).

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности № 3.1235.2014 К и государственного задания Министерства образования и науки РФ № 2014/64.

© Ханефт А. В., Долгачёв В. А., Зверев А. С., Митрофанов А. Ю., 2016.

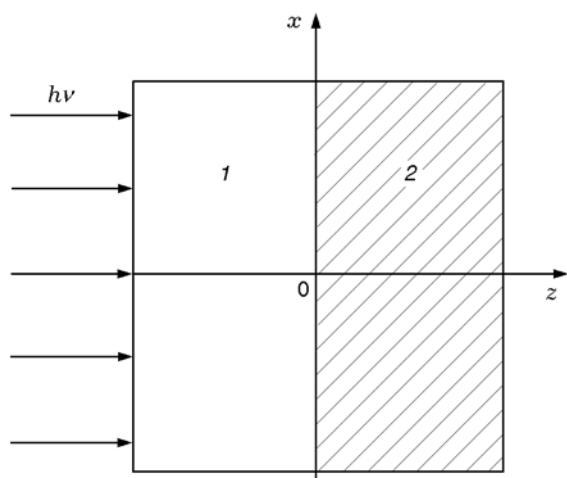


Рис. 1. Двухслойная система:
1 — пленка оксида меди, 2 — тэн

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим двухслойную гетерогенную систему: поглощающая лазерное излучение пленка и нагреваемое ею конденсированное ВВ (рис. 1). Запишем для данной двухслойной системы одномерные уравнения теплопроводности:

$$\rho_1 c_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} + \alpha(1 - R_1)I(t) \exp(-\alpha z) \times \frac{1 + R_2 \exp(2\alpha(z - h_1))}{1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha h_1)}, \quad (1)$$

$$\rho_2 [c_2 + H_f \delta(T_2 - T_f)] \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} + \rho_2 Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right), \quad (2)$$

начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} T_1(z, 0) &= T_2(z, 0) = T_0, \\ \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial z} &= \frac{\partial T_2(h_1 + h_2, t)}{\partial z} = 0, \\ \lambda_1 \frac{\partial T_1(h_1, t)}{\partial z} &= \lambda_2 \frac{\partial T_2(h_1, t)}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь h_1, T_1 — толщина и температура оксидной пленки; h_2, T_2 — толщина и температура тэна; T_0 — начальная температура двухслойной системы из оксида меди и тэна; $\lambda_1, c_1, \lambda_2, c_2$ — коэффициенты теплопроводности и удельные теплоемкости оксида меди и тэна;

ρ_1, ρ_2 — плотности оксида меди и тэна; R_1, R_2 — коэффициенты отражения светового потока внешней и тыльной поверхностями оксида меди; $I(t)$ — интенсивность светового потока; H_f, T_f — скрытая теплота плавления и температура плавления тэна; $\delta(T_2 - T_f)$ — дельта-функция; Q, Z, E — тепловой эффект реакции на единицу массы вещества, частотный фактор и энергия активации скорости термического разложения; R — газовая постоянная.

Уравнение теплопроводности для поглощающей лазерное излучение пленки (1) записано с учетом многократного отражения светового потока от противоположных сторон пленки. Уравнение теплопроводности для ВВ (2) записано с учетом его плавления. Температура плавления тэна значительно ниже температуры его зажигания. Внешний теплоотвод в данной задаче не учитывался. Полагалось, что длительность лазерного импульса и время задержки зажигания значительно меньше характерного времени внешнего теплоотвода. Кроме того, предполагалось, что теплофизические свойства тэна и расплава отличаются незначительно.

Зависимость интенсивности светового потока от времени задавалась в виде прямоугольного импульса:

$$\begin{aligned} I(t) &= W_i / \tau_i = I_0 \quad \text{при} \quad \tau_i \geq t \geq 0, \\ I(t) &= 0 \quad \text{при} \quad t > \tau_i, \end{aligned} \quad (4)$$

где $W_i = 72.2 \cdot 10^4$ Дж/м² — плотность энергии лазерного импульса, $\tau_i = 20 \cdot 10^{-3}$ с — длительность лазерного импульса. Таким образом, фронт нарастания плотности энергии лазерного импульса является линейным:

$$W = I_0 t.$$

Поглощением пройденного через пленку светового потока в тэне пренебрегалось в связи с малым коэффициентом поглощения ВВ в данной области спектра [16].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При численном решении системы уравнений (1), (2) с граничными условиями (3) использовались неявные разностные схемы, которые решались методом прогонки [17]. Шаги по времени и координате были постоянными и не зависели от толщины поглощающей свет

пленки. Шаги выбирали таким образом, чтобы ошибка в законе сохранения энергии не превышала $\approx 7\%$. Алгоритм плавления при решении уравнения теплопроводности для ВВ описан в работах [10, 11, 13]. Линеаризацию аррениусовской нелинейности проводили на каждом временном шаге при помощи преобразования Франк-Каменецкого:

$$\begin{aligned} \exp\left(-\frac{E}{RT_i}\right) &\approx \exp\left(-\frac{E}{R\tilde{T}_i}\right) \exp\left(-\frac{E\Delta T_i}{R\tilde{T}_i^2}\right) \approx \\ &\approx \left(1 + \frac{E\tilde{T}_i}{R\tilde{T}_i^2} - \frac{E}{R\tilde{T}_i}\right) \exp\left(-\frac{E}{R\tilde{T}_i}\right), \end{aligned}$$

где T_i , \tilde{T}_i — температуры вычисляемого и предыдущего временных слоев в i -й ячейке разностной схемы по координате z .

Расчеты для оксида меди выполняли при следующих теплофизических параметрах и плотности: $\lambda_1 = 1.013 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $c_1 = 6 \cdot 10^2 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $\rho_1 = 6.45 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ [18]. Коэффициент поглощения пленки варьировался от $\alpha = 150 \cdot 10^2$ до $600 \cdot 10^2 \text{ м}^{-1}$. Коэффициенты отражения от противоположных сторон пленки полагали равными: $R_1 = R_2 = 0.5$.

Расчеты для тэна проводили при следующих теплофизических и кинетических параметрах: $\lambda_2 = 2.51 \cdot 10^{-1} \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $\rho_2 = 1.77 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $E = 196.6 \text{ кДж/моль}$, $Z = 6.3 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$, $Q = 1.26 \text{ МДж/К}$, $c_2 = 1.26 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $H_f = 192 \text{ кДж/кг}$, $T_f = 413 \text{ К}$ [9–11, 19].

Некоторые результаты численных расчетов представлены на рис. 2, 3. Установлено, что время задержки зажигания тэна при толщине пленки $10 \div 70 \text{ мкм}$ меньше прямоугольного лазерного импульса миллисекундной длительности, т. е. зажигание ВВ происходит в режиме динамического нагрева оксидной пленки. В связи с нагревом оксида меди в динамическом режиме стационарный профиль распределения температуры не обнаружен ни в поглощающей лазерное излучение пленке, ни в ВВ. Зажигание ВВ начинается при достижении критической температуры T^* на границе гетерогенной структуры поглощающая пленка (горячая стенка) — тэн. При этом зависимость динамического времени задержки зажигания t^* от толщины пленки (рис. 2, кривые 1–3) и соответственно критическая плотность энергии лазерного импульса

$$W^* = t^* I_0 = t^* W_i / \tau_i \quad (5)$$

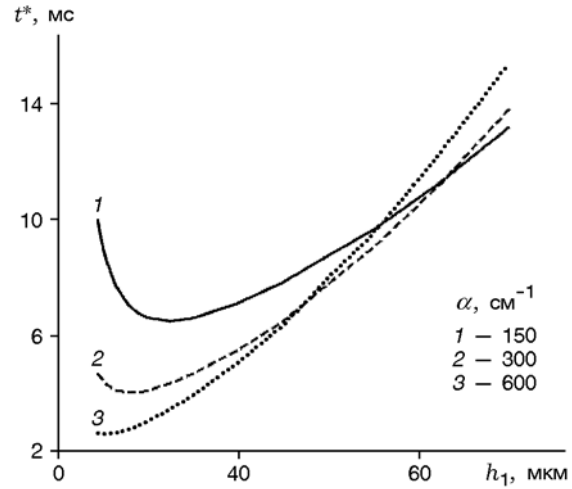


Рис. 2. Зависимость динамического времени задержки зажигания тэна от толщины пленки оксида меди при различных коэффициентах поглощения пленки

имеют вид кривых с минимумом. Расчеты показали, что с увеличением коэффициента поглощения пленки оксида меди динамическое время задержки зажигания в области минимума уменьшается и смещается влево.

Рассмотрим на качественном уровне физику появления минимума на зависимости динамического времени задержки зажигания ВВ от толщины поглощающей лазерное излучение пленки. Для этого определим количество тепла Q_1 , которое выделяется в оксидной пленке при поглощении света. Для упрощения задачи пренебрежем теплоотводом на границе оксидная пленка — ВВ, т. е. положим, что тепловые потоки отсутствуют:

$$j(0) = j(h_1) = 0. \quad (6)$$

В этом случае

$$\begin{aligned} Q_1 &= \rho_1 c_1 \int_0^{h_1} \int_0^t \frac{\partial T_1}{\partial t} dt dz = \\ &= \int_0^{h_1} \int_0^t \left[\lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} + \alpha(1 - R_1) I(t) \exp(-\alpha z) \times \right. \\ &\quad \left. \times \frac{1 + R_2 \exp(2\alpha(z - h_1))}{1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha h_1)} \right] dt dz. \quad (7) \end{aligned}$$

Интегрируя выражение (7) с учетом граничных условий (6), получаем

$$Q_1(h_1) = tI_0(1 - R_1) \times \frac{[1 - \exp(-\alpha h_1)][1 + R_2 \exp(-\alpha h_1)]}{1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha h_1)}. \quad (8)$$

Определим, имеет ли функция $Q(h_1)$ особенности, обусловленные толщиной пленки h_1 . Возьмем производную от выражения (8) по h_1 . Тогда

$$\frac{dQ}{dh_1} = tI_0(1 - R_1)[1 - R_2 + 2R_2(1 - R_1)\exp(-\alpha h_1) + R_1 R_2(1 - R_2) \times \exp(-2\alpha h_1)] / [1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha h_1)]^2 > 0,$$

так как $0 < R_1, R_2 < 1$, а $\exp(-\alpha h_1), \exp(-2\alpha h_1) > 0$. Таким образом, функция $Q(h_1)$ не имеет особенностей и является монотонно возрастающей, как и должно быть с точки зрения физики. Ведь чем больше толщина пленки, тем меньше световой энергии выходит из пленки вследствие многократного отражения светового потока от левой и правой сторон образца. Этот вывод будет справедлив, естественно, и при $j(h_1) \neq 0$.

Для тонкой пленки ($\alpha h_1 \ll 1$) выражение (8) с учетом разложения экспонент в ряд до слагаемых первого порядка малости принимает вид

$$Q_1(h_1) = tI_0(1 - R_1) \frac{\alpha h_1(1 + R_2)}{1 - R_1 R_2}. \quad (9)$$

Как видно из формулы (9), количество тепла, выделяющегося в тонкой пленке за фиксированный период времени, пропорционально ее толщине. Поэтому чем тоньше нагреваемая лазерным излучением пленка, тем больше требуется времени для ее нагрева до температуры зажигания тэна.

В случае толстой пленки ($h_1 > \alpha^{-1}$) также необходима закачка дополнительной энергии лазерного излучения, чтобы хватило тепла и для прогрева холодной части пленки до температуры зажигания тэна. Согласно (5), это увеличивает динамическое время задержки зажигания тэна на величину периода прогрева холодной части пленки при росте ее толщины.

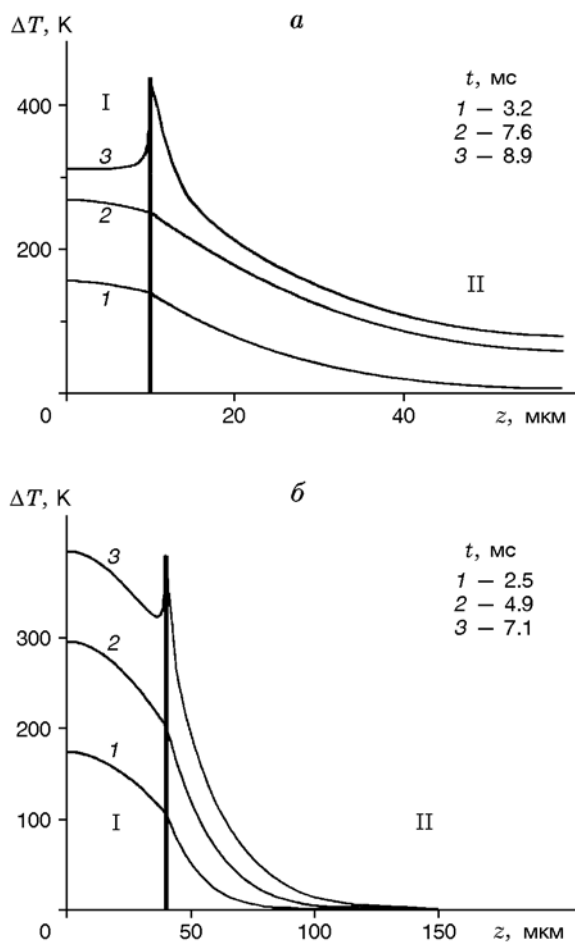


Рис. 3. Динамика распределения температуры в пленке оксида меди (I) толщиной 10 (а) и 40 мкм (б) и в тэне (II) в различные моменты времени ($\alpha = 150 \text{ см}^{-1}$)

Два этих рассмотренных фактора для тонкой и толстой пленок и приводят к появлению минимума на зависимости динамического времени задержки зажигания от толщины поглощающей пленки.

Уменьшение времени задержки зажигания в области минимума с увеличением коэффициента поглощения обусловлено повышением температуры на поверхности пленки, которая пропорциональна коэффициенту поглощения α .

На рис. 3 представлены результаты численных расчетов динамики распределения температуры в различные моменты времени в поглощающей лазерное излучение пленке (I) и в нагреваемой пленкой тэне (II) при коэффициенте поглощения $\alpha = 150 \text{ см}^{-1}$. Расчеты показали, что зажигание ВВ происходит вблизи границы поглощающая пленка — ВВ (рис. 3).

Причем к моменту зажигания тэна температура повышается и в приграничной с тэном оксидной пленке. Как видно из рис. 3,а, в тонкой пленке ($h_1 = 10$ мкм) распределение температуры по толщине близко к однородному. При толщине пленки $h_1 = 40$ мкм (рис. 3,б) распределение температуры по толщине неоднородно, так как в этом случае $h_1 > \alpha^{-1}$.

Интересно было бы обнаружить экспериментально появление минимума на зависимости времени задержки зажигания ВВ от толщины поглощающей лазерное излучение пленки. Это позволило бы, изменяя толщину нанесенной на ВВ пленки, регулировать как время задержки зажигания ВВ, так и критическую энергию лазерного импульса.

ВЫВОД

Динамическое время задержки зажигания тэна на переднем фронте лазерного импульса имеет минимум в зависимости от толщины пленки, поглощающей световой пучок. Данный эффект обусловлен тем, что чем меньше толщина пленки, тем больше световой энергии выходит из пленки вследствие многократного отражения. Поэтому чем тоньше нагреваемая лазерным излучением пленка, тем больше энергии лазерного излучения надо закачать в пленку для нагрева ее до температуры зажигания. В случае толстой пленки необходимы дополнительная энергия и время для прогрева ее холодной части до температуры зажигания за время действия лазерного импульса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kunihiro Nagayama, Yuriko Kotsuka, Motonao Nakahara, Shiro Kubota. Pulse laser ablation of ground glass surface and initiation of PETN powder // *Sci. Technol. Energ. Mater.* — 2005. — V. 66, N 6. — P. 416–420.
2. Khanef A. V., Duginov E. V. The effect of the light beam radius of a laser pulse on the critical energy of explosive ignition // *Energetic Materials — Characterisation and Performance of Advanced Systems: 38th Intern. Annu. Conf. of ICT*, June 26–29, 2007, Karlsruhe, Germany. — P. 117–117-11.
3. Алукер Э. Д., Алукер Н. Л., Белокуров Г. М., Кречетов А. Г., Лобойко Б. Г., Нурмухаметов Д. Р., Тупицын А. В., Филин В. П. Эффективность лазерного инициирования и спектры поглощения тэна // *Хим. физика.* — 2010. — Т. 29, № 1. — С. 49–52.
4. Алукер Э. Д., Зверев А. С., Кречетов А. Г., Митрофанов А. Ю., Терентьев А. О., Тупицын А. В., Сахарчук Ю. П. Иницирование тетранитропентаэритрита лазерными импульсами миллисекундной длительности // *Изв. вузов. Физика.* — 2013. — Т. 56, № 12. — С. 35–40.
5. Буркина Р. С., Медведев В. В., Хренова О. В. Исследование размерного эффекта при зажигании конденсированного вещества световым импульсом // *Физика горения и взрыва.* — 2010. — Т. 46, № 5. — С. 71–81.
6. Буркина Р. С., Морозова Е. Ю., Ципилев В. П. Иницирование реакционно-способного вещества потоком излучения при его поглощении оптическими неоднородностями вещества // *Физика горения и взрыва.* — 2011. — Т. 47, № 5. — С. 95–105.
7. Зарко В. Е., Симоненко В. Н., Калмыков П. И., Квасов А. А., Чесноков Е. Н., Купер К. Э. Лазерное инициирование кристаллизованных смесей фуразанотетразиндиоксида и динитродиазапентана // *Физика горения и взрыва.* — 2009. — Т. 45, № 6. — С. 131–134.
8. Ассовский И. Г., Козында В. В. О снижении энергии лазерного инициирования энергоемких материалов // *Докл. АН.* — 2012. — Т. 442, № 6. — С. 771–775.
9. Дугинов Е. В., Ханефт А. В. Влияние зависимости коэффициента поглощения от температуры на критическую энергию зажигания конденсированного вещества лазерным импульсом // *Физика горения и взрыва.* — 2011. — Т. 47, № 4. — С. 127–136.
10. Ханефт А. В., Дугинов Е. В. Влияние плавления на критическую энергию зажигания конденсированного взрывчатого вещества коротким лазерным импульсом // *Физика горения и взрыва.* — 2012. — Т. 48, № 6. — С. 47–53.
11. Ханефт А. В., Долгачев В. А. Моделирование инициирования тэна лазерным импульсом наносекундной длительности в области слабого поглощения // *Физика горения и взрыва.* — 2014. — Т. 50, № 1. — С. 115–123.
12. Илюшин М. А., Угрюмов И. А., Козлов А. С., Долматов В. Ю., Шугалей И. В., Головчак А. Н., Веденецкий А. В., Королев Д. В., Осташев В. Б. Влияние добавок ультрадисперсных частиц углерода на порог лазерного инициирования полимерсодержащего светочувствительного взрывчатого состава // *Хим. физика.* — 2005. — Т. 24, № 10. — С. 49–56.
13. Долгачев В. А., Ханефт А. В. Моделирование инициирования тэна лазерным импульсом наносекундной длительности // *Хим. физика и мезоскопия.* — 2012. — Т. 14, № 4. — С. 1–8.
14. Aluker E. D., Krechetov A. G., Mitrofanov A. Yu., Zverev A. S., Kuklja M. M. Understanding limits of the thermal mechanism of laser

- initiation of energetic materials // J. Phys. Chem. C. — 2012. — V. 116. — P. 2482–2486.
15. **Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Об устойчивости зажигания смесового твердого топлива локальным источником ограниченной энергоемкости // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 6. — С. 54–60.
16. **Барановский А. М.** Оптические свойства некоторых ВВ // Физика горения и взрыва. — 1990. — Т. 26, № 3. — С. 62–64.
17. **Самарский А. А., Попов Ю. П.** Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.
18. **Шелудяк Ю. Е., Кашпоров Л. Я., Малинин Л. А., Цалков В. Н.** Теплофизические свойства компонентов горючих систем. — М.: Информ ТЭИ, 1992.
19. **Физика взрыва** / под ред. Л. П. Орленко. — М.: Физматлит, 2004. — Т. 1.

*Поступила в редакцию 9/VIII 2014 г.,
в окончательном варианте — 14/VII 2015 г.*
