

УДК 537.52

## ПРИРОДА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЦЕПОЧКИ КАВЕРН ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ

С. И. Яковленко

*Дано качественное объяснение эффекта образования цепочки равноотстоящих пустот (каверн) при лазерном разрушении световода. Показано, что ввиду большой вязкости стекла нельзя объяснить рассматриваемый эффект с помощью капиллярной рэлеевской неустойчивости. Показано, что деформация коры световода высоким давлением приводит к увеличению его объема, достаточному для объяснения возникновения каверн после остывания. Показано, что периодичность каверн может быть обусловлена неустойчивостью нового типа. На границе плазмы и жидкости возникает двойной слой зарядов высокой плотности. Ввиду расталкивания одноименных зарядов поверхность стремится увеличиться, что обеспечивает развитие неустойчивости, приводящей к образованию цепочки каверн.*

**Ключевые слова:** разрушение волоконного световода, плазма, неустойчивость.

Последние годы большой интерес проявляется к исследованию волны разрушения, распространяющейся навстречу лазерному излучению в волоконных световодах [1 – 11]. Волну разрушения обычно инициируют локальным сторонним нагревом или прикосновением конца световода к поверхности, поглощающей лазерное излучение.

Сам механизм возникновения и движения волны разрушения в принципе понятен. Если на каком-либо участке волокна повышен коэффициент поглощения, то в этом месте происходит нагрев, который приводит к дальнейшему повышению поглощения. Теплопроводность обеспечивает продвижение такой тепловой волны поглощения (ТВП) навстречу лазерному излучению.

Однако ряд существенных моментов остается невыясненным. Наибольший интерес вызывает то обстоятельство, что после прохождения ТВП часто формируется периодическая структура из каверн (пустот) размерами порядка нескольких микрон с расстоянием между кавернами порядка десяти микрон. Пока нет понимания даже того, какими физическими процессами обусловлено это явление. В работе [11] механизм формирования цепочки каверн связывается с рэлеевской капиллярной неустойчивостью [12, 13]. Однако, как показано ниже, большая вязкость кварцевого стекла противоречит этому объяснению. Ниже указан принципиально новый механизм неустойчивости, связанный с формированием слоя электрического заряда на поверхности жидкой фазы стекла.

*О гипотезе рэлеевской неустойчивости.* В работе [11] формирование цепочки каверн объясняется капиллярной рэлеевской неустойчивостью цилиндрической полости, окруженной жидкостью [12, 13]. Для инкремента нарастания амплитуды колебаний  $\sigma_0$  в [11] использовано взятое из книги [13, с. 510] выражение:

$$\sigma_0^2 = \frac{\alpha}{r_0^3 \rho} \cdot f(x), \quad f(x) = \frac{x K_1(x)}{K_0(x)} \cdot (1 - x^2). \quad (1)$$

Здесь  $\alpha$  – поверхностное натяжение;  $r_0$  – невозмущенный радиус цилиндра;  $\rho$  – плотность жидкости, окружающей полость;  $K_0(x)$  и  $K_1(x)$  – модифицированные функции Бесселя второго рода;  $x = kr_0$ , где  $k = (2\pi/\lambda)$  – волновое число. Функция  $f(x)$  характеризует свойства цилиндрической геометрии. Поскольку  $\max f(x) = f(0.484) = 0.82^2 = 0.672$ , то для главного максимума:  $\lambda = 2\pi r_0 / 0.484 \approx 13r_0$ ,  $\sigma_0 = 0.82 \sqrt{\eta / r_0^3 \rho}$ .

Использование (1) вызывает сильные сомнения в связи с аномально большой вязкостью стекла ( $\eta = 4315 \text{ кгг}/(\text{м} \cdot \text{с})$ ) при температуре  $T = 2500 \text{ К}$  [11]). Например, характерная величина вязкости жидких металлов и солей на шесть порядков меньше ( $\sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ кгг}/(\text{м} \cdot \text{с})$ ) [14]). Оценки показывают, что в условиях [11] коэффициент затухания капиллярных волн [15]  $\gamma = 2\eta k^2 / \rho = 0.47\eta / (\rho r_0^2)$ , в  $4.5 \cdot 10^4$  раз превышает  $\sigma_0$ .

В этих условиях было бы правильнее использовать другое выражение  $\sigma_0$  из книги [13, с. 512], полученное для случая большой вязкости:

$$\sigma_0 = \frac{\alpha}{6\eta r_0} \cdot (1 - x^2). \quad (2)$$

Однако из этого выражения следует очень медленное нарастание неустойчивости ( $1/\sigma_0 \approx 0.4$  с при  $r_0 = 5 \mu\text{m}$ ;  $\alpha = 0.3 \text{ Н/м}$ ). Стекло успеет застыть быстрее, чем неустойчивость разовьется сколько-нибудь существенно.

Можно было бы надеяться на сильное падение вязкости с температурой. Оценки, основанные на известных данных для зависимости  $\eta(T)$  у стекла [16 – 19] (см. рис. 1), показывают, что при температуре  $T \approx 4500 \text{ К}$  вязкость падает до низкого значения  $\eta < \eta_{cr} = 1.75\sqrt{\rho\alpha r_0} \approx 1 \text{ г/(см} \cdot \text{с)}$ , при котором  $\gamma = \sigma_0$ . Однако согласно формуле Этвеша [20, 21]  $\alpha(T) = \kappa \cdot (T_{cr} - T)$ , уже при  $T > T_{cr} \approx 3000 \text{ К}$  пропадает поверхностное натяжение ( $\kappa \approx 2.12 \cdot (\rho/m)^{2/3} \approx 0.254 \cdot \text{г/(с}^2 \cdot \text{К)}$ ,  $m \approx 10^{-22} \text{ г}$  – масса молекулы  $\text{SiO}_2$ ).

*Деформация полой цилиндрической трубы.* Температура среды за фронтом ТВП существенно зависит от интенсивности излучения  $I$  и эффективности теплоотвода. По данным [3] при  $I = 0.28 \cdot \text{МВт/см}^2$ , диаметре кора  $40 \mu\text{m}$  и внешнем диаметре световода  $125 \mu\text{m}$  температура, измеренная по сплошному спектру, составляет  $T = 5400 \text{ К}$ . Из результатов расчетов следует, что пиковая температура за фронтом ТВП лежит в диапазоне  $T \sim 4000 - 9000 \text{ К}$ . Этой температуре соответствует давление  $p \sim 2 \cdot 10^9 - 4 \cdot 10^9 \text{ Па} = 2 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^4 \text{ атм}$ . При таком давлении возникает деформация холодной оболочки.

Используем результат Ламэ для деформации полой цилиндрической трубы, внутри которой действует давление  $p$ , а внешнее давление отсутствует ([22, с. 35], [23, с. 339]). Величина смещения по радиусу определяется выражениями:

$$u(r) = a \cdot r + b/r, \quad a = p \frac{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)}{E} \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \left(1 - \frac{R_2^2}{r^2}\right), \quad b = p \frac{1 + \sigma}{E} \frac{R_1^2 R_2^2}{R_2^2 - R_1^2}.$$

Здесь  $E$  – модуль Юнга;  $\sigma$  – коэффициент Пуассона;  $R_1$  – внутренний радиус трубы;  $R_2$  – внешний радиус трубы. Для стекла положим [14]:  $E = 87.5 \cdot 10^9 \text{ Па}$ ;  $\sigma = 0.2$ . Ориентируясь на работу [11], положим  $R_1 = 5 \mu\text{m}$ ,  $R_2 = 62.5 \mu\text{m}$ . В этом случае относительное удлинение окружности трубы составляет  $\delta = u(R_1)/R_1 = 2.4\%$  (см. рис. 2), что недалеко от предельного значения  $\delta_p = 4.5\%$  [14, с. 65].

Сравним изменение объема внутренней части трубы с объемом каверн, образовавшихся в эксперименте [11]. Согласно данным [11] каверны имели диаметр  $3.6 \mu\text{m}$ , длину  $4.78 \mu\text{m}$ , а расстояние между ними составляло  $12.2 \mu\text{m}$ . Объем каверны соответственно составляет  $V = 48.7 \mu\text{m}^3$ . Изменение же объема внутренней части трубы на длине

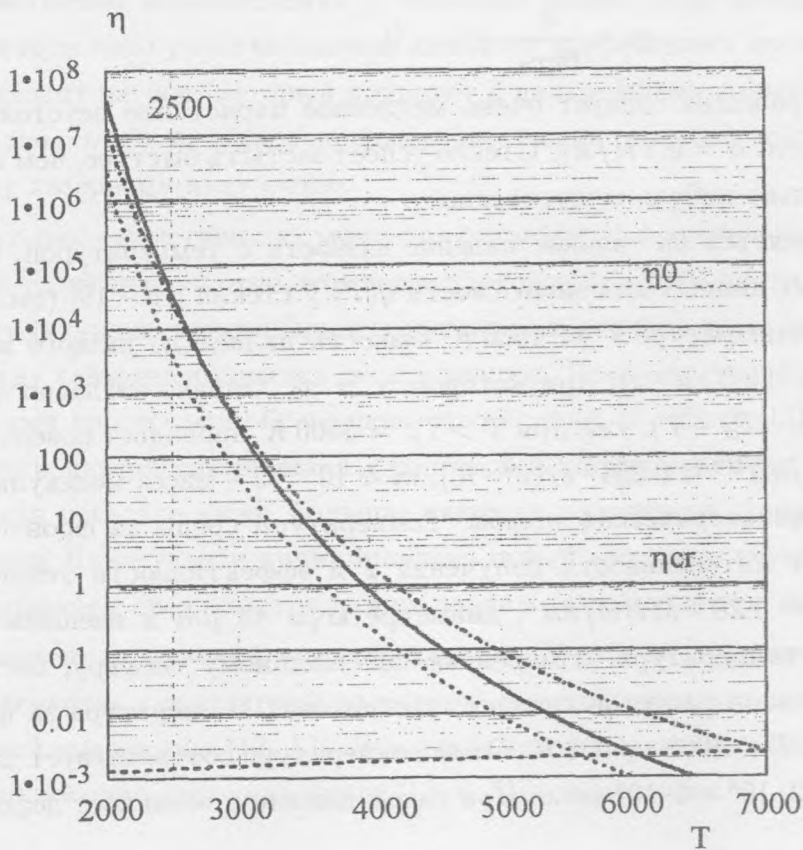


Рис. 1. Зависимость вязкости стекла (в  $\text{пз} = \text{г}/(\text{см}\cdot\text{с})$ ) от температуры (в К). Сплошная кривая – формула  $\lg \eta/\text{пз} = (3.053 \cdot 10^4/T) - 7.7415$ , пунктир – формула  $\lg \eta/\text{пз} = (2.82 \times 10^4/T) - 7.73$ ; штрих-пунктир –  $\lg \eta/\text{пз} = (2.714 \cdot 10^4/T) - 6.5$ ; штриховая линия – значение вязкости в газообразном состоянии ( $\eta = \frac{m}{3\sigma_{el}} \sqrt{\frac{2T}{m}}$ , где  $m$  – масса молекулы;  $\sigma_{el}$  – сечение отклонения при упругом столкновении частиц газа). Отмечены значения вязкости  $\eta_0$  при  $T = 2500 \text{ К}$  и вязкости, при которой коэффициент затухания равен частоте колебаний  $\eta_{cr} = 1.75\sqrt{\rho\alpha r_0}$ .

$12.2 \mu\text{т}$  составляет  $\Delta V = \pi \cdot ((R_1 + u(R_1))^2 - R_1^2) \cdot 12.2 \mu\text{т} = 47.3 \mu\text{т}^3$ . Соответственно,  $\Delta V/V = 0.97$ .

Итак, есть основания считать, что каверны образуются за счет уплотнения внутренней части световода под воздействием высокого давления. Отметим, что факт остаточного уплотнения периферии кора был зарегистрирован экспериментально [7]. Обратимся теперь к рассмотрению причин пространственной периодичности образовавшихся каверн.



О формировании зарядового слоя. При рассматриваемых температурах степень ионизации невысока ( $< 0.01$ ), но плотность электронов существенна ( $N_e \approx 3 \cdot 10^{16} - 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). На жидкой поверхности, граничащей с плазмой, должен возникать отрицательный заряд за счет разной средней скорости электронов и ионов. Этот эффект хорошо известен в физической электронике (см., например, [24; с. 43]). Приравнявая поток ионов  $N_i \cdot u_i$  потоку электронов  $N_e \cdot u_e \cdot \exp(-e\varphi_0/T_e)$  на жидкую поверхность при максвелловском распределении скоростей, имеем:

$$\varphi_0 = (T_e/2e) \cdot \ln(N_i m_i T / N_e m_e T_e) \approx (T_e/2e) \cdot \text{Ln}, \quad \text{Ln} \equiv \ln(m_i/m_e).$$

Здесь  $\varphi_0$  – разность потенциалов между жидкой поверхностью и плазмой;  $N_i$  и  $N_e$  – плотности ионов и электронов;  $u_i = (T/4\pi m_i)^{1/2}$ ,  $u_e = (T_e/4\pi m_e)^{1/2}$  – средние проекции скорости ионов и электронов на ось, перпендикулярную поверхности стенки;  $T_e, T$  – электронная и газовая температуры. В выражении для  $\varphi_0$  положено:  $N_i = N_e$  и  $T_e = T$ . Отметим, что такая же разность потенциалов по тем же причинам возникает на вязком скачке в ударной волне в плазме [25 – 27].

Поле поверхностного заряда экранируется на расстоянии порядка дебаевского радиуса, т.е. имеет место двойной слой, образованный электронами на поверхности жидкости и слоем положительных ионов вблизи поверхности. Напряженность поля на жидкой поверхности  $E_0$  связана с потенциалом  $\varphi_0$  соотношением (подробнее см., например, [28, 29]):

$$E_0 = (32\pi N_e T)^{1/2} \cdot \text{sh}(e\varphi_0/2T).$$

Соответственно, для плотности электронов на жидкой поверхности имеем:

$$E_0/(4\pi e) = (2N_e T/\pi e)^{1/2} \cdot \text{sh}(\text{Ln}/4).$$

В обычных условиях поверхностное натяжение определяется ван-дер-ваальсовым притяжением нейтральных частиц [20]. Электроны же, прилипшие к поверхности, расталкиваются. Заряженную диэлектрическую поверхность естественно характеризовать коэффициентом поверхностного расталкивания. Его можно оценить по формуле:

$$\alpha = e^2(E_0/4\pi e)^{3/2} = (2N_e T e^{2/3}/\pi)^{3/4} \cdot (\text{sh}(\text{Ln}/4))^{3/2}.$$

Вычисляя зависимость  $N_e(T)$  по формуле Саха [30]

$$N_e(T) \approx 1.7 \cdot 10^{10} \cdot \text{см}^{-3/2} \cdot (\rho/m)^{1/2} \exp(-J/2T),$$

имеем зависимость коэффициента поверхностного расталкивания  $\alpha(T)$  от температуры (рис. 3). Здесь положено  $\rho/m = 2.55 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $J = 8.15 \text{ эВ}$ . Коэффициент поверхностного расталкивания в отличие от коэффициента поверхностного натяжения растет, а не падает с ростом температуры.

*Неустойчивость заряженной поверхности.* Поскольку имеет место не натяжение поверхности, а ее расталкивание, то заряженная поверхность неустойчива. Тангенциальные силы поверхностного расталкивания стремятся увеличить, а не сократить поверхность. Поэтому возникают не капиллярные колебания, а неустойчивость, приводящая к перемычкам между пузырями.

Непосредственно наличие неустойчивости можно показать на основе дисперсионного уравнения, описывающего в обычных условиях зависимость частоты капиллярных колебаний  $\omega$  от волнового числа  $k$ . Действительно, проводя традиционное рассмотрение (см., например, [15, с. 342]) приходим к выражению:

$$\omega^2 = -\alpha k^3 / \rho.$$

Это выражение отличается от известного [15] знаком правой части. Указанное отличие носит принципиальный характер, поскольку величина  $\omega$  в отсутствие гравитации оказывается мнимой. Она в этом случае описывает не колебания, а экспоненциальное нарастание малых возмущений во времени. Отметим, что близкая по духу неустойчивость, обусловленная поверхностным зарядом проводника, рассмотрена Я. И. Френкелем в 1935 году (см. [31, с. 55]). Однако, ввиду того, что заряды по проводнику движутся свободно, неустойчивость Френкеля возникает за счет нормальных, а не тангенциальных сил и, соответственно, характеризуется несколько иным дисперсионным соотношением.

Итак, мы имеем дело с неустойчивостью, обусловленной силами, стремящимися увеличить поверхность. В частности, цилиндр должен разбиваться на пузыри. Остывающие пузыри образуют каверны за счет того, что высокое давление необратимо раздвинуло сердцевину волновода. Эти каверны имеют вид пули, поскольку таков характерный вид изотермы при достаточно быстром продвижении ТВП. Отметим также, что расталкивание участков заряженной поверхности, имеющих меньший радиус кривизны, менее существенно. При этом "пуля" в соответствии с видом изотермы должна быть направлена острым концом по направлению лазерного излучения, что и имеет место в эксперименте.

Отметим, что вязкость не может принципиально изменить характер движения поверхности. Она может только замедлить процесс развития неустойчивости. Действительно, развитие поверхности происходит за счет расталкивания ее элементов, которому препятствует трение, определяемое вязкостью. Соответственно (ср. (2)), скорость увеличения линейных размеров поверхности можно оценить выражением:

$$v \sim u \equiv \alpha/\eta.$$

Скорость формирования перемычки очень резко увеличивается с ростом температуры ввиду падения вязкости и увеличения коэффициента расталкивания. Для того, чтобы скорость развития поверхности превышала скорость продвижения ТВП, составляющую  $\sim 0.1 - 1$  м/с, необходима температура 4500 – 5500 К (см. рис. 3). В этом случае перемычки между пузырями образуются по мере продвижения ТВП. Эта температура также согласуется с экспериментальными данными.

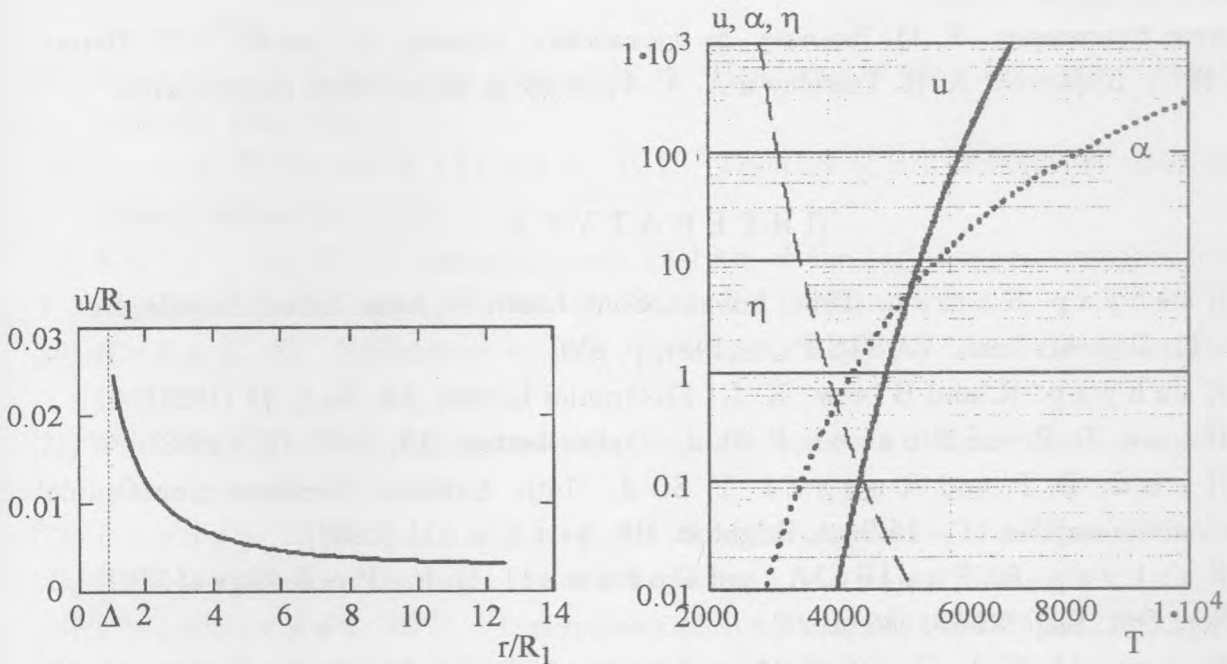


Рис. 2. Зависимость деформации трубы от радиуса.

Рис. 3. Зависимости от температуры (в К): коэффициента поверхностного расталкивания  $\alpha$  (в  $г/с^2$ ); характерной скорости движения поверхности ( $u$ ) под действием сил поверхностного расталкивания (в м/с); вязкости кремнезема  $\eta$  (в пз =  $г/(см \cdot с)$ ), вязкость вычислена по формуле  $\lg(\eta/пз) = (3.053 \cdot 10^4/T) - 7.7415$  [11].

Итак, проведенное рассмотрение показало следующее.

1. Из-за большой вязкости стекла рэлеевская капиллярная неустойчивость не может объяснить формирование цепочки каверн.

2. Из-за высокого давления, возникающего за ТВП, имеет место деформация кора световода. Эта деформация приводит к увеличению объема кора, что объясняет возникновение каверн после остывания.

3. Периодичность каверн может быть связана с неустойчивостью нового типа. На границе плазмы и жидкости возникает слой отрицательных зарядов высокой плотности. Ввиду расталкивания одноименных зарядов поверхность стремится увеличиться, что обеспечивает развитие неустойчивости, приводящей к образованию цепочки каверн.

Хотя факт возникновения поверхностного заряда на границе плазмы с конденсированным телом хорошо известен, возможность развития гидродинамической неустойчивости, связанной с поверхностным зарядом диэлектрика, ранее, по-видимому, не рассматривалась. Во всяком случае, этот механизм не привлекался к объяснению периодической структуры каверн.

Автор благодарен Е. М. Дианову за постановку задачи, а также А. С. Бирюкову, И. А. Буфетову, А. Н. Ткачеву и А. А. Фролову за обсуждение результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kashyap Raman. Proc. Intenat. Conf. Lasers'87, Lake Tahoe, Nevada, Dec. 7 – 11, USA Mc Lean, VA:STS Press, 1987, p. 859.
- [2] Kashyap R. and Blow K. J. Electronics Letters, **24**, No 1, 47 (1988).
- [3] Hand D. P. and Russel P. St. J. Optics Letters, **13**, No 9, 767 (1988).
- [4] Hand D. P. and Russel P. St. J. 14th. European Conference on Optical Communications 11 – 15 Sept, Brighton, UK, part 1, p. 111 (1988).
- [5] Kashyap R., Sayles A., and Cornwell G. F. Proceedings of SPIE Int. Soc. Opt. Eng., **2965**, 586 (1997).
- [6] Driscoll T. J., Calo J. M., and Lawandy N. M. Optics Letters, **16**, No 13, 1046 (1991).
- [7] Dianov E. M., Mashinsky V. M., Myzina V. A., et al. Sov. Lightwave Commun., **2**, 293 (1992).
- [8] Дианов Е. М., Буфетов И. А., Фролов А. А. и др. Квантовая электроника, **32**, N 6, 476 (2002).



- [9] Davis D. D., Mettler S. C., and Di Giovanni D. J. Proceedings of SPIE, **2714**, 202 (1997).
- [10] Davis D. D., Mettler S. C., and Di Giovanni D. J. Proceedings of SPIE, **2966**, 592 (1997).
- [11] Atkins R. M., Simpkins P. G., and Yablon A. D. Optics Letters, **28**, No. 12, 974 (2003).
- [12] Rayleigh Lord. Nature, **95**, 66 (1915).
- [13] Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability (Oxford U. Press, Oxford, 1961), Chap. XII.
- [14] Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. Физические величины. М., Энергоатомиздат, 1991; ISBN 5-283-04013-5.
- [15] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика, М., Наука, 1986.
- [16] Мазуркин О. В., Стрельцова М. В., Швайко-Швайская Т. П. Свойства стекол и стеклообразующих расплавов. Справочник, **1**, Ленинград, Наука, 1973.
- [17] Bansal N. P. and Doremus R. H. Handbook of Glass Properties (Academic, Orlando, Fla., 1986).
- [18] Lawn B. R. and Wilshaw T. R. Fracture of Brittle Solids (Cambridge U. Press, Cambridge, 1975).
- [19] Shick H. L. A thermodynamic analysis of the high-temperature vaporization properties of silica. Chemical Review, No. 4, 331 (1960).
- [20] Дебай П. Избранные труды, Ленинград, Наука, Ленинградское отделение, 1987.
- [21] Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей, Ленинград, Наука, Ленинградское отделение, 1975.
- [22] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости, М., Наука, 1965.
- [23] Седов Л. И. Механика сплошной среды, **2**, М., Наука, 1994.
- [24] Грановский В. Л. Электрический ток в газе, **1**, М., ГИТТЛ, 1952.
- [25] Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, **32**, N 5, 1126 (1957).
- [26] Шафранов В. Д. ЖЭТФ, **32**, N 6, 1453 (1957).
- [27] Держиев В. И., Жидков А. Г., Яковленко С. И. Излучение ионов в неравновесной плотной плазме, М., Энергоатомиздат, 1986.

- [28] Сивухин Д. В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме. В сб.: Вопросы теории плазмы. Вып. 4. Под ред. М. А. Леонтовича. М., Госатомиздат, 1964, с. 81.
- [29] Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **27**, N 9, 83 (2001).
- [30] Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы, М., Атомиздат, 1968.
- [31] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред, М., Наука, 1982.

Институт общей физики  
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 28 апреля 2004 г.