

Плазма за фронтом волны разрушения и природа возникновения цепочки каверн под действием лазерного излучения в волоконном световоде

С.И.Яковленко

Рассмотрены свойства плазмы за фронтом волны разрушения, возникающей под действием лазерного излучения в волоконном световоде. Показано, что образуется плазма с невысокой степенью ионизации, но сравнительно высокой плотностью электронов. Однако большой коэффициент поглощения лазерного излучения при температуре порядка 2000 К нельзя объяснить наличием тормозного излучения. Дано качественное объяснение эффекта образования цепочки равноотстоящих каверн при лазерном разрушении световода. Показано, что ввиду большой вязкости стекла рассматриваемый эффект не может быть объяснен с помощью капиллярной рэлеевской неустойчивости. Установлено, что деформация сердцевины световода высоким давлением приводит к увеличению его объема, достаточному для объяснения возникновения каверн после остывания. Высказано предположение о том, что периодичность каверн обусловлена неустойчивостью нового типа. На границе плазмы и жидкости образуется 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.

1. Введение

В последние годы большой интерес вызывает исследование волны разрушения, распространяющейся навстречу лазерному излучению в волоконных световодах [1–12]. 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 [3, 4, 12]. С ростом температуры растет коэффициент поглощения. Теплопроводность обеспечивает продвижение тепловой волны поглощения (ТВП) навстречу лазерному излучению. Однако ряд существенных моментов остается невыясненным. В частности, за фронтом ТВП световод разогревается до нескольких тысяч градусов. При этом среда ионизируется, и возникает вопрос, насколько существенно поглощение излучения в образовавшейся плазме.

Наибольший интерес вызывает то обстоятельство, что после прохождения ТВП иногда формируется периодическая структура из каверн (пустот) с размерами порядка нескольких микрометров и расстоянием между ними порядка 10 мкм. Дело в том, что не ясен не только механизм формирования этих периодических структур. Нет понимания даже того, какими физическими процессами обусловлено это явление. В работе [11] механизм формирования цепочки каверн связывается с капиллярной рэлеевской неустойчивостью. Однако, как показано ниже, большая вязкость кварцевого стекла противоречит этому объяснению.

В настоящей работе проведен анализ ионизационного состояния плазмы за ТВП и указан принципиально новый механизм неустойчивости, связанный с формированием слоя электрического заряда на поверхности жидкого стекла.

2. Свойства плазмы за фронтом ТВП

Степень ионизации и диссоциации. Температура среды за фронтом ТВП существенно зависит от интенсивности излучения I и эффективности тепловода. По данным работы [3] при $I = 0.28$ МВт/см², диаметре сердцевины 40 мкм и внешнем диаметре световода 125 мкм температура, измеренная по сплошному спектру, составляет 5400 К. Необходимо, впрочем, отметить, что это довольно грубая оценка. Экспериментальные данные позволяют проводить аппроксимацию как более низкими, так и более высокими температурами, поскольку излучение не вполне соответствует планковскому. Из результатов расчетов [12] следует, что пиковая температура за фронтом ТВП лежит в диапазоне $\sim 2000 - 9000$ К. Рассмотрим некоторые свойства плазмы при этих температурах.

При вычислении степени ионизации α_i используем формулу Саха (см., напр., [13]), которая совместно с условием квазинейтральности дает

$$\alpha_i = \frac{1}{[1 + (1 + 2\alpha)G]^{1/2}}, \text{ или } G = \frac{1 - \alpha_i^2}{2\alpha_i^3 + \alpha_i^2}, \quad (1)$$

где

$$G \equiv \frac{g_1}{g_e g_i} \left(\frac{m_e T}{2\pi \hbar^2} \right)^{-3/2} N \exp \frac{J}{T} \approx 1.656 \times 10^{-22} \frac{g_1}{g_i} \frac{N}{T^{3.2}} \exp \frac{J}{T}. \quad (2)$$

Здесь $g_e = 2$, g_i и g_1 – статистические веса электрона, иона и атома в основном состоянии; J – энергия ионизации атома; m_e – масса электрона; N – плотность атомов в основном состоянии в см^{-3} ; T – температура среды в эВ. Исходную плотность стекла ρ возьмем равной 2.54 г/см^3 ([14], с. 65). Данные для плотности имеют некоторый разброс (2.65 г/см^3 ([14], с. 104) и 2.024 г/см^3 [11]). Впрочем, это несущественно в приводимых оценках. Атомная масса SiO_2 A составляет $2 \times 16 + 28 = 60$. Отсюда получаем плотность частиц $N = \rho/(Am_p) = 2.55 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (масса протона $m_p = 1.76 \times 10^{-24} \text{ г}$). Для кремния энергия ионизации $J = 8.15 \text{ эВ}$, для кислорода – 13.6 эВ . Следовательно, в основном будет ионизироваться кремний. Это демонстрирует и расчет, результаты которого представлены на рис. 1.

Отметим, что во всем диапазоне температур степень ионизации много меньше единицы. Кроме того, плазму можно считать идеальной. Как известно, идеальной считается плазма, в которой кинетическая энергия частиц ($\sim T$) значительно превышает среднюю энергию кулоновского взаимодействия зарядов ($\sim e^2 N_e^{1/3}$, где N_e – плотность электронов). Степень идеальности (или неидеальности) плазмы часто характеризуют величиной (см., напр., [15])

$$\delta \equiv \frac{2e^6 N_e}{T^3} \approx 3 \times 10^{-21} \frac{N_e}{T},$$

где N_e взято в см^{-3} , а T – в эВ. Полагая $\delta = 1$, для критической плотности электронов, при которой существенны эффекты неидеальности, получаем выражение $N_{e, \text{id}} = T^3/(2e^6)$. Сравнение имеющейся плотности электронов с критической плотностью $N_{e, \text{id}}$ представлено на рис. 1.

Формулы (1), (2) можно использовать и для рассмотрения диссоциации молекул. Тогда J имеет смысл энергии диссоциации, а m_e нужно заменить приведенной массой атомов молекулы. Статистический вес состояний континуума для тяжелых частиц намного больше, чем для электронов. В связи с этим высокая степень диссоциации имеет место при существенно меньших температурах, чем высокая степень ионизации. Энергия разрыва связи в молекуле SiO составляет $190 \text{ ккал/моль} = 8.25 \text{ эВ}$ [16], приведенная масса равна $1/(1/16 + 1/28) = 10.2$. Результат расчета степени диссоциации представлен на рис. 2.

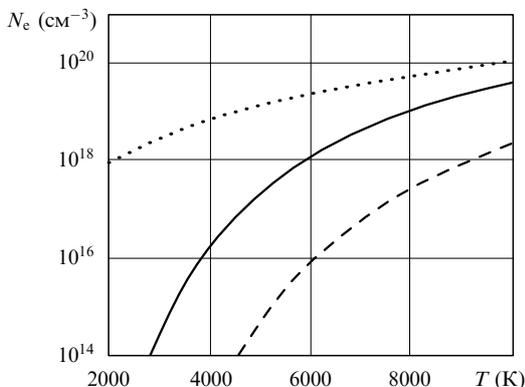


Рис. 1. Зависимости плотности электронов от температуры (сплошная кривая). Для сравнения даны температурные зависимости плотности электронов $N_{e, \text{id}}$, при которой плазма становится неидеальной (пунктирная кривая), и плотности электронов, которая имела бы место, если бы основной вклад в ионизацию давал кислород (штриховая кривая).

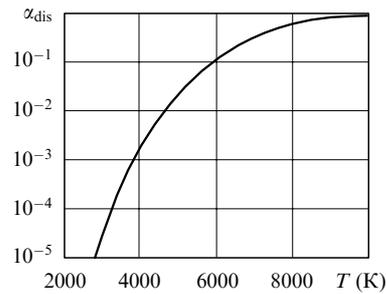


Рис. 2. Зависимость степени диссоциации α_{dis} молекулы SiO от температуры.

Поглощение лазерного излучения плазменными электронами. Коэффициент поглощения κ_{ei} за счет тормозных переходов при максвелловском распределении электронов связан с излучательной способностью Q_{ei} законом Кирхгофа

$$\kappa_{ei}(\omega) = \frac{Q_{ei}(\omega)}{4\pi I_{\omega}^{(0)}} = \frac{\pi}{60} \frac{Q_{ei}}{\sigma_{\text{SB}} T_e^4} \left(\frac{T_e}{\hbar\omega} \right)^3 \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{T_e}\right) \right],$$

где $I_{\omega}^{(0)}$ – интенсивность планковского спектра; σ_{SB} – постоянная Стефана – Больцмана; T_e – температура электронов. Отрицательный член с экспонентой описывает вынужденное тормозное излучение. В квазиклассическом приближении для электрон-ионных столкновений справедливо выражение (см., напр., [15, 17, 18])

$$\kappa_{ei}(\omega) \approx 2.5 \times 10^{-37} T_e^{-7/2} \left(\frac{T_e}{\hbar\omega} \right)^3 \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{T_e}\right) \right] N_e N_i,$$

где N_i – плотность ионов; T_e взято в эВ, остальные величины – в ед. СГС. Результаты расчетов длины пробега $1/\kappa_{ei}$ представлены на рис. 3.

Рассмотрим теперь тормозное поглощение при электрон-атомных столкновениях. Как показано в [19] (см. также [18]), при энергии электрона, меньшей энергии ионизации атома, основной вклад в излучение вносят электроны внешней атомной оболочки, поляризуемой пролетающим мимо электроном. Для коэффициента поглощения κ_{ea} в [19] получено выражение, которое с учетом излучения можно записать в виде

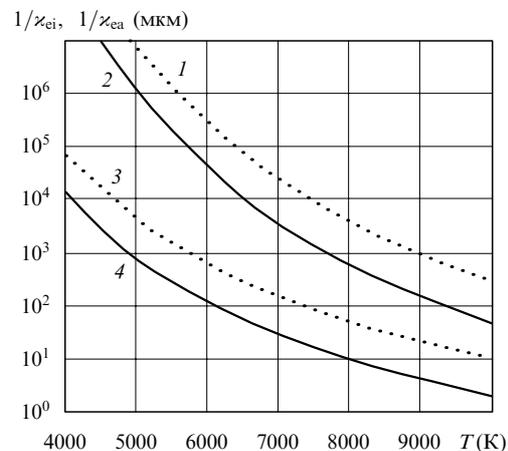


Рис. 3. Зависимости от температуры длин пробега кванта $1/\kappa_{ei}$ (1, 2) и $1/\kappa_{ea}$ (3, 4) за счет тормозного поглощения при электрон-ионных и электрон-атомных столкновениях соответственно для $\lambda = 1.06$ (1, 4) и 0.54 мкм (1, 3).

$$\kappa_{ea}(\omega) = \frac{46e^2}{cm_e} \left(\frac{\hbar}{m_e} \right)^{1/2} \frac{\sigma_0}{\omega^{3/2}} \left[1 + \frac{3T_e}{2\hbar\omega} + \frac{27}{2} \left(\frac{T_e}{\hbar\omega} \right)^3 \right] \times \left[1 - \exp \left(-\frac{\hbar\omega}{T_e} \right) \right] N_e N.$$

Здесь σ_0 – сечение упругого рассеяния электрона на атоме. Полагая $\sigma_0 = 10^{-16}$ см², получаем результат, приведенный на рис.3. Видно, что поглощение за счет электрон-атомных столкновений более существенно.

Обсудим возможность поглощения излучения за счет коллективных эффектов. Оно возникает тогда, когда плотность электронов вырастает настолько, что частота ленгмюровских колебаний $\omega_L = (4\pi e^2 N_e / m_e)^{1/2}$ сравнится с частотой поля ω . Если плотность электронов достигает критического значения, поглощение электромагнитного излучения резко усиливается и определяется коллективными эффектами. Выражение для задаваемой равенством $\omega = \omega_L$ критической плотности электронов имеет вид

$$N_{e,cr} = \omega^2 \frac{m_e}{4\pi e^2} = \lambda^{-2} \frac{\pi m_e c^2}{e^2},$$

где λ – длина волны (в вакууме) излучения внешнего источника.

Для $\lambda = 1.06$ мкм критическая плотность электронов $N_{e,cr} \approx 10^{21}$ см⁻³, для $\lambda = 0.54$ мкм имеем $N_{e,cr} \approx 3.8 \times 10^{21}$ см⁻³. Самая высокая плотность электронов в рассматриваемых условиях достигается при $T = 10000$ К и равна 4×10^{19} см⁻³. Следовательно, поглощение лазерного излучения за счет возбуждения ленгмюровских колебаний несущественно.

Отметим, что наблюдаемые в экспериментах зависимости скорости ТВП от интенсивности излучения могут быть согласованы с теоретическими представлениями, только если длина поглощения будет составлять ~ 20 мкм и менее [3, 4, 12]. Электроны плазмы при температурах среды $T < 7000$ К не могут обеспечить столь сильного поглощения. По-видимому, поглощение связано с взаимодействием электронных оболочек частиц SiO, SiO₂, SiO + O.

3. О гипотезе рэлеевской неустойчивости

Частота колебаний и длина волны. В работе [11] формирование цепочки каверн объясняется капиллярной рэлеевской неустойчивостью цилиндрической полости, окруженной жидкостью. Для инкремента нарастания амплитуды колебаний σ_{el} в [11] использовано взятое из книги [20] выражение

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

Здесь α – поверхностное натяжение; r_0 – невозмущенный радиус цилиндра; ρ – плотность жидкости, окружающей полость; $K_0(x)$ и $K_1(x)$ – модифицированные функции Бесселя второго рода; $x = kr_0$; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Функция $f(x)$ возникает в результате рассмотрения случая цилиндрической геометрии (рис.4). Поскольку $\max f(x) = f(0.484) = 0.82^2 = 0.672$, то для главного максимума имеем

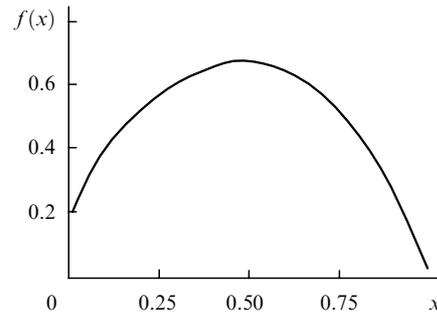


Рис.4. Функция, характеризующая цилиндрическую геометрию.

$$\lambda = \frac{2\pi r_0}{0.484} \approx 13r_0, \quad \sigma_{el} = 0.82 \left(\frac{\eta}{r_0^3 \rho} \right)^{1/2},$$

где η – вязкость жидкости. Это рассмотрение вызывает сильные сомнения в связи с большой вязкостью стекла.

Затухание, обусловленное вязкостью. Для термофизических параметров кремнезема при температуре $T \sim 2500$ К в [11] со ссылкой на [21–23] приведены следующие значения:

| | |
|-------------------------|---|
| Плотность | $\rho = 2.024 \times 10^3$ кг/м ³ |
| Вязкость | $\eta_0 = 4315$ кг·м ⁻¹ ·с ⁻¹ |
| Поверхностное натяжение | $\alpha_0 = 0.3$ Н/м |
| Удельная теплоемкость | $c_p = 1300$ Дж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹ |
| Теплопроводность | $\kappa = 2.26$ Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ |

Отметим, что вязкость кремнезема аномально велика. Например, характерная вязкость жидких металлов и солей составляет 3×10^{-3} кг·м⁻¹·с⁻¹ [14], что на шесть порядков меньше вязкости стекла. В работе [11] рассматривался случай, когда $r_0 = 5$ мкм. Для указанных параметров $\sigma_{el} \approx 10^6$ с⁻¹. В то же время согласно [24] (с. 354) выражение для коэффициента затухания капиллярных волн имеет вид

$$\gamma = \frac{2\eta k^2}{\rho} = \frac{2\eta}{\rho (r_0/0.484)^2}.$$

Для приведенных параметров имеем $\gamma \approx 4 \times 10^{10}$ с⁻¹. Иначе говоря, коэффициент затухания в 4.5×10^4 раз превышает инкремент нарастания.

В данных условиях было бы правильнее использовать другое выражение для σ_{el} из книги [20], полученное для случая большой вязкости:

$$\sigma_{el} = \frac{\alpha}{6\eta r_0} (1 - x^2).$$

Однако из этого выражения следует, что нарастание неустойчивости будет очень медленным ($1/\sigma_{el} \approx 0.4$ с при $r_0 = 5$ мкм, $\alpha_0 = 0.3$ Н/м). Стекло успевает застыть быстрее, чем неустойчивость разовьется сколько-нибудь существенно.

Вязкость при высоких температурах. Можно было бы надеяться на сильное уменьшение вязкости с температурой. Рассмотрим этот вопрос. Авторы [11] приводят со ссылкой на [21] следующую аппроксимацию для зависимости вязкости (в пз = г·см⁻¹·с⁻¹) от температуры:

$$\lg \eta = (3.053 \times 10^4 / T) - 7.7415. \quad (4)$$

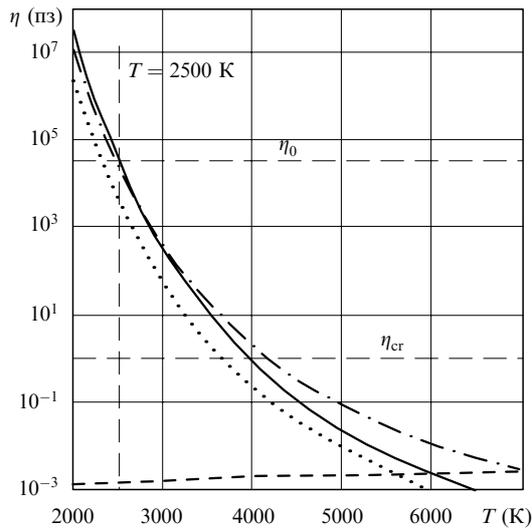


Рис.5. Зависимости вязкости стекла от температуры. Сплошная кривая – расчет по формуле (4), пунктирная – по формуле (5), штрихпунктирная – по формуле (6), штриховая линия – вязкость в газообразном состоянии. Отмечены вязкость η_0 при $T = 2500$ К и вязкость η_{cr} , при которой коэффициент затухания равен частоте колебаний.

Другая аппроксимация приведена в работе [25] со ссылкой на [26]:

$$\lg \eta = (2.82 \times 10^4 / T) - 7.73. \quad (5)$$

В [25] указано также, что в работе [27] получены несколько более высокие значения вязкости. На основе данных работы [28] (с. 90) может быть получена формула

$$\lg \eta = (2.714 \times 10^4 / T) - 6.5. \quad (6)$$

Зависимости (4)–(6) (где T берется в кельвинах) представлены на рис.5.

Для вязкости вещества в газообразном состоянии из газокINETической теории (см., напр., [14], с. 364) следует выражение

$$\eta = \frac{m}{3\sigma_{elg}} \left(\frac{2T}{m} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где m – масса молекулы; σ_{elg} – сечение отклонения при упругом столкновении частиц газа. На рис.5 приведена также зависимость, вычисленная по формуле (7) для $\sigma_{elg} = 2 \times 10^{-15}$ см². Из равенства $\sigma_{el} = \gamma$ следует выражение для критической вязкости:

$$\eta_{cr} = 1.75(\rho \alpha r_0)^{1/2}. \quad (8)$$

Из рис.5 видно, что для применимости (3) нужна температура свыше 4500 К. При этом поверхностное натяжение не должно изменяться с температурой ($\alpha_0 = 0.3$ Н/м). Однако на самом деле при высоких температурах поверхностное натяжение обращается в нуль. Рассмотрим этот вопрос.

Поверхностное натяжение. Зависимость поверхностного натяжения от температуры определяется эмпирической формулой Этвеша

$$\alpha(T) = \kappa(T_{cr} - T).$$

Для коэффициента пропорциональности κ и критической

температуры T_{cr} , при которой исчезает поверхностное натяжение, в работах Дебая [29] и Френкеля [30] представлены оценочные выражения: выражение Рамзея–Шильдса $\kappa \approx 2.12(\rho/m)^{2/3}$ и выражение $T_{cr} \approx w(\rho/m)^{-2/3}$, полученное Френкелем (w – поверхностная плотность энергии). Для стекла имеем $\kappa \approx 0.254$ г·с⁻²·К⁻¹.

Экспериментальное значение поверхностной плотности энергии неизвестно. Вычисленные Дебаем с помощью ван-дер-ваальсовых констант критические температуры составляют сотни градусов, и это согласуется с известными экспериментальными значениями для различных жидкостей. Однако кремнезем является в некотором смысле аномальной жидкостью. Будем поэтому исходить из экспериментальных значений поверхностного натяжения для стекла при не очень высоких температурах [11, 28]. Выразим критическую температуру через поверхностное натяжение при температурах T , для которых известны значения α :

$$T_{cr} = (\alpha/\kappa) + T.$$

Результаты вычислений даны в табл.1. Значения T_{cr} , приведенные в табл.1, примерно на 1000–2000 К меньше, чем необходимо для достижения большого инкремента нарастания. Это ставит под сомнение гипотезу [11] о возможности формирования цепочки каверн за счет капиллярной неустойчивости.

4. Объяснение эффекта образования каверн

Деформация полой цилиндрической трубы. Температуре $T \sim 2000 - 9000$ К соответствует давление $p \sim 10^9 - 4 \times 10^9$ Па = $10^4 - 4 \times 10^4$ атм. При таком давлении возникает деформация холодной оболочки. Используем результат, полученный Ламэ для деформации полой цилиндрической трубы с давлением p внутри нее и в отсутствие внешнего давления ([31], с. 35); [32], с. 339). Смещение по радиусу определяется выражением

$$u(r) = ar + b/r,$$

$$a = p \frac{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)}{E} \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \left(1 - \frac{R_2^2}{r^2} \right),$$

$$b = p \frac{1 + \sigma}{E} \frac{R_1^2 R_2^2}{R_2^2 - R_1^2}.$$

Здесь E – модуль Юнга; σ – коэффициент Пуассона; R_1 и R_2 – внутренний и внешний радиусы трубы. Для стекла положим $E = 87.5 \times 10^9$ Па ([14], с. 65) и $\sigma = 0.2$. Ориентируясь на работу [11], возьмем $R_1 = 5$ мкм, $R_2 = 62.5$ мкм. Результат расчета приведен на рис.6.

При анализе сопротивления материалов используется величина δ_{abr} , характеризующая относительное удлинение при разрыве (для неметаллических материалов), т.е. полное изменение расчетной длины образца в момент разрыва, отнесенное к данной расчетной длине ([14],

Табл.1. Поверхностное натяжение стекла при различных температурах и вычисленные значения критической температуры.

| α (Н/м) | T (К) | T_{cr} (К) |
|----------------|---------|--------------|
| 0.4 | 2020 | 3600 |
| 0.307 | 2070 | 3280 |
| 0.3 | 2500 | 3680 |
| 0.28 | 1470 | 2580 |

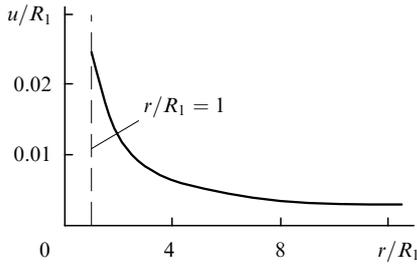


Рис.6. Зависимость деформации трубы от радиуса.

с. 47). Для кварца $\delta_{abr} = 4.5\%$ ([14], с. 65). В представленном здесь расчете относительное удлинение окружности трубы $u(R_1)/R_1 = 2.4\%$, что недалеко от предельного значения.

Сравним изменение объема внутренней части трубы с объемом каверн, образовавшихся в эксперименте [11]. Согласно данным [11] каверны имели диаметр 3.6 мкм и длину 4.78 мкм, а расстояние между ними составляло 12.2 мкм. Объем каверны $V = 48.7$ мкм³. Изменение же на длине 12.2 мкм объема внутренней части трубы $\Delta V = \pi\{[R_1 + u(R_1)]^2 - R_1^2\} \times 12.2$ мкм = 47.3 мкм³. Соответственно $\Delta V/V = 0.97$.

Итак, есть основания считать, что каверны образуются за счет уплотнения внутренней части световода под действием высокого давления. Отметим, что остаточное уплотнение периферии сердцевины световода было зарегистрировано экспериментально [7]. Обратимся теперь к рассмотрению причин пространственной периодичности образовавшихся каверн.

Формирование зарядового слоя. При температурах, возникающих за фронтом ТВП, степень ионизации невысока, а плотность электронов значительна. На жидкой поверхности, граничащей с плазмой, должен возникать отрицательный заряд за счет разных средних скоростей электронов и ионов. Этот эффект хорошо известен в физической электронике (см., напр., [33], с. 43). Приравнивая поток ионов $N_i u_i$ потоку электронов $N_e u_e \exp(-e\phi_0/T_e)$ на жидкую поверхность при максвелловском распределении скоростей, имеем

$$\phi_0 = \frac{T_e}{2e} \ln \frac{N_i m_i T}{N_e m_e T_e} \approx \frac{T_e}{2e} \text{Ln}, \quad \text{Ln} \equiv \ln \frac{m_i}{m_e}.$$

Здесь ϕ_0 – разность потенциалов между жидкой поверхностью и плазмой; $u_i = [T/(4\pi m_i)]^{1/2}$ и $u_e = [T_e/(4\pi m_e)]^{1/2}$ – средние проекции скоростей ионов и электронов на ось, перпендикулярную поверхности стенки. Далее $N_i = N_e$ и $T_e = T$. Отметим, что такая же разность потенциалов по тем же причинам возникает на вязком скачке в ударной волне в плазме [15].

Поле поверхностного заряда экранируется на расстоянии порядка дебаевского радиуса, т.е. существует двойной слой, образованный электронами на поверхности жидкости и слоем положительных ионов вблизи поверхности. Напряженность поля E_0 на жидкой поверхности связана с разностью потенциалов соотношением (подробнее см., напр., в [34, 35])

$$E_0 = (32\pi N_e T)^{1/2} \sinh \frac{e\phi_0}{2T}.$$

Соответственно для плотности электронов на жидкой поверхности имеем

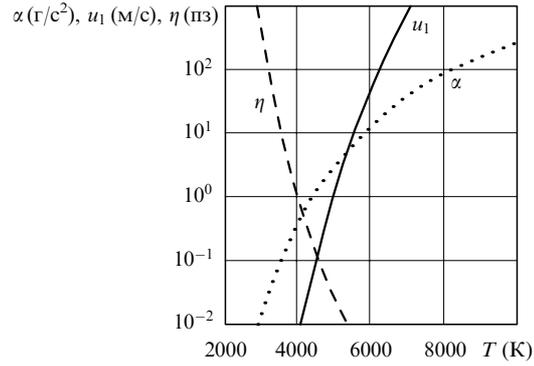


Рис.7. Зависимости от температуры коэффициента поверхностного расталкивания α , характерной скорости движения поверхности под действием сил поверхностного расталкивания u_1 и вязкости кремнезема η ; вязкость вычислена по формуле (4).

$$\frac{E_0}{4\pi e} = \left(\frac{2N_e T}{\pi e} \right)^{1/2} \sinh \frac{\text{Ln}}{4}.$$

Атомы поверхностного слоя притягиваются друг к другу, и это определяет поверхностное натяжение [29]. Поэтому поверхность характеризуют коэффициентом поверхностного натяжения. Электроны же, прилипшие к поверхности, расталкиваются. Заряженную поверхность естественно характеризовать коэффициентом поверхностного расталкивания, который можно оценить по формуле:

$$\alpha = e^2 \left(\frac{E_0}{4\pi e} \right)^{3/2} = \left(\frac{2N_e T_e^{2/3}}{\pi} \right)^{3/4} \sinh^{3/2} \frac{\text{Ln}}{4}.$$

Вычисляя зависимость $N_e(T)$ по формуле Саха (1), (2), получаем зависимость от температуры (рис.7) коэффициента поверхностного расталкивания $\alpha(T)$. Последний 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 уменьшить поверхность. Поэтому возникают не капиллярные колебания, а перемычки между пузырьками.

Непосредственно наличие неустойчивости можно показать на основе дисперсионного уравнения, описывающего в обычных условиях зависимость частоты капиллярных колебаний ω от волнового числа k . Действительно, проводя традиционное рассмотрение (см., напр., [24], с. 342) приходим к выражению

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

Это выражение отличается от известного соотношения [24] знаком правой части. Указанное отличие имеет принципиальный характер, поскольку величина ω оказывается мнимой. Она в этом случае описывает не колебания, а экспоненциальное нарастание малых возмущений во времени. Отметим, что близкая по своей природе неустойчивость, обусловленная поверхностным зарядом проводника, рассмотрена Я.И.Френкелем в 1935 г. ([36], с. 55). Однако ввиду того, что заряды по проводнику движутся свободно, неустойчивость Френкеля возникает за счет

нормальных, а не тангенциальных сил и, следовательно, характеризуется несколько иным дисперсионным соотношением.

Итак, мы имеем дело с неустойчивостью, приводящей к увеличению поверхности. В частности, цилиндр разбивается на пузыри. Остывающие пузыри образуют каверны за счет того, что высокое давление необратимо раздвинуло сердцевину волновода. Эти каверны имеют вид пули [37], поскольку таков характерный вид изотермы при достаточно быстром продвижении ТВП. При этом «пуля» в соответствии с видом изотермы должна быть направлена острым концом по ходу лазерного излучения, что и имеет место в эксперименте.

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

Отметим, что при формировании перемычки (в отличие от колебаний) 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 скорость увеличения линейных размеров поверхности v можно оценить выражением

$$v \sim u_1 \equiv \alpha/\eta.$$

Скорость формирования перемычки резко увеличивается с ростом температуры ввиду уменьшения 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.7). В этом случае перемычки между пузырями образуются по мере продвижения ТВП.

5. Заключение

Итак, проведенное рассмотрение показало, что за фронтом волны разрушения образуется плазма с невысокой степенью ионизации, но сравнительно высокой плотностью электронов.

Из-за большой вязкости стекла с помощью рэлеевской капиллярной неустойчивости нельзя объяснить формирование цепочки каверн. С ростом температуры вязкость быстро падает, но при этом падает и даже вообще обращается в нуль поверхностное натяжение.

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

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.

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.

1. Kashyap R. *Proc. Int. Conf. Lasers'87* (Lake Tahoe, Nevada, 1987, pp. 859–866).
2. Kashyap R., Blow K.J. *Electron. Lett.*, **24** (1), 47 (1988).
3. Hand D.P., Russel P.St.J. *Opt. Lett.*, **13** (9), 767 (1988).
4. Hand D.P., Russel P.St.J. *Proc. XIV ECOC* (Brighton, UK, 1988, pt 1, pp 111–114).
5. Kashyap R., Sayles A., Cornwell G.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2965**, 586 (1997).
6. Driscoll T.J., Calo J.M., Lawandy N.M. *Opt. Lett.*, **16** (13), 1046 (1991).
7. Dianov E.M., Mashinsky V.M., Myzina V.A., Sidorin Y.S., Streltsov A.M., Chickolini A.V. *Sov. Lightwave Commun.*, **2**, 293 (1992).
8. Дианов Е.М., Буфетов И.А., Фролов А.А., Плотниченко В.Г., Машинский В.М., Чурбанов М.Ф., Снопатин Г.Е. *Квантовая электроника*, **32** (6), 476 (2002).
9. Davis D.D., Mettler S.C., DiGiovanni D.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2714**, 202 (1997).
10. Davis D.D., Mettler S.C., DiGiovanni D.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2966**, 592 (1997); *Opt. Lett.*, **28** (12), 974 (2003).
11. Atkins R.M., Simpkins P.G., Yablon A.D. *Opt. Lett.*, **28** (12), 974 (2003).
12. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **34** (8), 761 (2004).
13. Франк-Каменецкий Д.А. *Лекции по физике плазмы* (М.: Атомиздат, 1968).
14. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
15. Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
16. Гурвич Л.В., Карачевцев Г.В., Кондратьев В.Н., Лебедев Ю.А., Медведев В.А., Потапов В.К., Ходеев Ю.С. *Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и средства к электрому* (М.: Наука, 1974).
17. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977).
18. Яковленко С.И. *Радиационно-столкновительные явления* (М.: Энергоатомиздат, 1984).
19. Фирсов О.Б., Чибисов М.И. *ЖЭТФ*, **69**, 1770 (1960).
20. Chandrasekhar S. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Oxford: Oxford University Press, 1961, Ch. XII).
21. Bacon J.F., Hasapis A.A., Wholley J.W. *Tech. Rep. TR-9(7)-59-35* (Willington, Mass.: Avco R&D Corp., 1959).
22. Bansal N.P., Doremus R.H. *Handbook of Glass Properties* (Orlando, Flo.: Academic, 1986).
23. Lawn B.R., Wilshaw T.R. *Fracture of Brittle Solids* (Cambridge: Cambridge University Press, 1975).
24. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986).
25. Shick H.L. *Chem. Rev.*, № 4, 331 (1960).
26. Mackenise J.D. *Ph. D. Thesis University of London* (1954).
27. Bacon J.F., Hasapis A.A. *J. Appl. Phys. Rep.*, **30**, 1470 (1959).
28. Мазуркин О.В., Стрельцова М.В., Швайко-Швайская Т.П. *Свойства стекол и стеклообразующих расплавов. Справочник* (Л.: Наука, 1973, т. 1).
29. Дебай П. *Избранные труды* (Л.: Наука, 1987).
30. Френкель Я.И. *Кинетическая теория жидкостей* (Л.: Наука, 1975, с. 353).
31. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости* (М.: Наука, 1965).
32. Седов Л.И. *Механика сплошной среды* (М.: Наука, 1994, т. 2).
33. Грановский В.Л. *Электрический ток в газе* (М.: ГИТТЛ, 1952, т. 1).
34. Сивухин Д.В. *Вопросы теории плазмы. Вып. 4*. Под ред. М.А.Леоновича (М.: Госатомиздат, 1964, с. 81–187).
35. Яковленко С.И. *Письма в ЖТФ*, **27** (9), 83 (2001).
36. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982).
37. Ткачев А.Н., Голятина Р.И., Яковленко С.И. *Кр. сообщ. физ. ФИАН* (2004) (в печати).