

Зависимость фазовых соотношений от условий опыта для различных моделей вибрационного горения.

1 — труба, открытая с одного конца; 2 — капиллярное поющее пламя; 3 — труба Рийке.

мальной скорости горения u_n , частоты колебаний f и расхода горючего газа Q . Зависимости фазовых сдвигов от этих параметров практически линейны, причем знак перед линейной функцией не зависит ни от выбранной модели, ни от реализованного механизма возбуждения колебаний, ни от других условий опыта.

Указанные зависимости могут быть представлены в виде $\varphi_1 = k_1(u_n/u_0 - 1)\pi$, $\varphi_2 = -k_2(f/f_0 - 1)\pi$, $\varphi_3 = -k_3(Q/Q_0 - 1)\pi$, где u_0 , f_0 и Q_0 — соответственно нормальная скорость горения, частота колебаний и расход горючего газа при наиболее благоприятных фазовых соотношениях ($\varphi = 0$); u_0 , f_0 , Q_0 и коэффициенты k_1 , k_2 , k_3 определяются из экспериментальных зависимостей

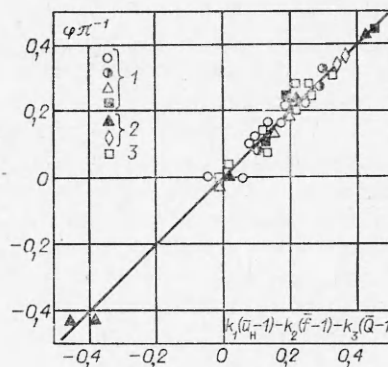
При изменении всех трех параметров суммарный фазовый сдвиг

$$\varphi = \sum_i \varphi_i = [k_1(\bar{u}_n - 1) - k_2(\bar{f} - 1) - k_3(\bar{Q} - 1)]\pi.$$

Здесь $\bar{u}_n = u_n/u_0$; $\bar{f} = f/f_0$; $\bar{Q} = Q/Q_0$.

Хорошее выполнение этой зависимости иллюстрирует рисунок, где представлены экспериментальные данные по сдвигу фаз между колебаниями теплопровода и давления для трех моделей термодинамики звука (труба, открытая с одного конца, поющее пламя, труба Рийке). В случае вибрационного распространения пламени в трубе расход газа принимался равным нулю. Для трубы Рийке нулю были равны расход газа и нормальная скорость горения. В общем случае могли изменяться все три параметра (u_n , f , Q), однако независимо от выбранной модели, реализации механизма возбуждения колебаний и рода топлива найденная закономерность выполняется.

Можно предположить, что и в натуральных установках полученная закономерность останется в силе. Подтверждение последнего даст возможность прогнозировать и управлять режимом горения, изменяя лишь один из параметров.



Поступила в редакцию 15/VII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Раушенбах. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961.
2. А. М. Аввакумов, И. А. Чучкалов. ФГВ, 1978, 14, 1.
3. А. М. Аввакумов. Канд. дис. Чебоксары, ЧГУ, 1977.

УДК 533.95

О МЕДЛЕННЫХ И БЫСТРЫХ ВОЛНАХ СВЕТОВОГО ГОРЕНИЯ

И. В. Немчинов
(Москва)

Волны медленного светового горения, распространяющиеся по воздуху навстречу излучению неодимового лазера, впервые обнаружены в [1]. Вновь они изучались при радиусах луча $r_b = 0,4 \div 0,8$ см и энергиях

W вплоть до 8 кДж для длительности импульса $\tau = 4$ мс [2]. Иницирование производилось путем пробоя вспомогательным лазером ($W_1 = 2$ Дж и $\tau_1 = 0,1$ мкс). Зарегистрированные в экспериментах скорости волны $u = 11 \div 20$ м/с при плотности потока падающего излучения $q_0 = 1 \div 3$ МВт/см² и $r_b = 0,42$ см и $u = 13 \div 25$ м/с при $r_b = 0,22$ см и $q_0 = 3 \div 10$ МВт/см². В обоих случаях $u \sim q_0^{1/2}$. Расширяющаяся плазма как бы выталкивает холодный воздух и генерирует в нем ударные волны или волны сжатия [3—6], но низкие скорости u свидетельствуют о слабости таких волн в данных условиях и о том, что вследствие сильных эффектов двумерности давление в плазме p близко к атмосферному давлению p_a .

Волны медленного горения экспериментально наблюдались и в случае воздействия на преграду излучения СО₂-лазера ($W = 1$ кДж, $\tau = 4$ мс и $r_b = 0,4$ см) [7]. Скорости $u = 10 \div 30$ м/с, когда $q_0 = 0,04 \div 0,1$ МВт/см², т. е. и в этих условиях $p \approx p_a$. При малом размере луча r_b и плазменного образования доминирующим механизмом распространения лазерной искры является молекулярная и электронная теплопроводность [1, 8], лучеиспускание определяет лишь потери энергии. В случае $r_b \geq 1$ см даже при атмосферном давлении в механизме распространения волны поглощения определяющую роль начинает играть лучистый перенос энергии, что учтено в теоретических моделях [9—13].

В [3, 11—16] теоретически анализировались волны поглощения лазерного излучения, которые распространяются от преграды в условиях $r_b > h$, где h — высота подъема факела за время импульса. Согласно расчетам, расширение плазмы генерирует сильные ударные волны с $u = 1 \div 3$ км/с, $p = 10 \div 100$ бар и $q_0 = 1 \div 30$ МВт/см². Высокое давление в плазме приводит к тому, что она является оптически толстой, и радиационный механизм в захвате фронтом новых частиц газа играет доминирующую роль. В то же время видимая скорость распространения факела превышает скорость перемещения волны поглощения по частицам газа, а расход массы через плазменный фронт меньше расхода массы через движущийся впереди него ударный фронт. Такие волны также оказываются дозвуковыми по отношению к газу перед их фронтом, хотя относительно преграды они могут распространяться и со сверхзвуковыми скоростями. Давление в них в среднем почти выравнено по пространству за счет быстрого распространения звуковых возмущений по горячему объему, но оно существенно превышает p_a . Чтобы отличать такие волны светового горения от медленных волн [1, 2, 7—10], назовем их быстрыми.

Быстрые дозвуковые радиационные волны, распространяющиеся от преграды, уже неоднократно наблюдались в экспериментах, а именно для излучения с $\lambda = 1$ мкм при $\tau = 1$ мкс и $q_0 = 30 \div 150$ МВт/см² [14, 17, 18], при $\tau = 10$ мкс и $q_0 = 10 \div 40$ МВт/см² [19], а также $q_0 = 5 \div 25$ МВт/см² [20]. В [21, 22] волны поглощения со скоростями 1—4 км/с наблюдались при действии излучения СО₂-лазера в условиях $q_0 = 1 \div 10$ МВт/см² и $\tau = 1 \div 3$ мкс. Это явление также интерпретировалось в [12] как дозвуковая радиационная волна. Заметим, что численные расчеты, аналогичные [11, 12, 16], т. е. проводившиеся с подробным учетом спектрального состава излучения, показали, что порог поддержания таких волн оказывается весьма низким — в расчетах они наблюдались, когда $q_0 > 0,5$ МВт/см² для $\lambda = 1$ мкм и $q_0 > 0,05$ МВт/см² для $\lambda = 10$ мкм.

Таким образом, быстрые волны светового горения, согласно теории и эксперименту, могут существовать там, где, согласно [1, 2, 7], наблюдались медленные волны. Возникает вопрос, каковы условия перехода медленных волн в быстрые и насколько необходима преграда для поддержания быстрых волн — не могут ли они существовать в безграничной газовой среде, если, конечно, плазма иницирована в каком-то объеме пробоем, электроразрядом, вспышкой поглощения в парах микрочастицы или каким-либо иным образом.

Для простоты не будем здесь анализировать вопрос о различных способах иницирования плазмы и связанных с ними специфических особен-

ностей, обусловленных, например, различием степени ионизации плазмы паров от воздуха. Точно так же не будем рассматривать вопрос о специфических особенностях развития медленных волн и их перехода в быстрые для газов различного состава, рассматривая лишь воздух. Предположим, что в результате пробоя излучением вспомогательного лазера в воздухе возникло плазменное образование с характерным размером 1 см и температурой 1—3 эВ. Заметим, что при энергии 1 Дж — 1 кДж предельный диаметр огненного шара лазерного взрыва составляет 1—10 см, а температура достаточно долго держится на уровне $T \approx 1$ эВ [23—25]. Для таких размеров и температур роль обычной и электронной теплопроводности, учитываемой в [8, 26] при определении порога поддержания плазмы, несущественна, и определяющим является лучистый перенос. Покажем это.

Для случая объемного излучения потери энергии в единицу времени определяются выражением

$$f = k_p 4\sigma T^4, \quad (1)$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана; k_p — планковский средний коэффициент поглощения. В континууме при указанных температурах и размерах плазма прозрачна, потери энергии в этих участках спектра носят характер объемного высвечивания. Однако спектр излучения воздушной плазмы, определенный с использованием детальных таблиц ее оптических свойств [27], сложен, в нем присутствует много линий, причем они сильно реабсорбированы. Поэтому определение потери энергии по (1) может приводить к значительным погрешностям, если при вычислении k_p используются величины спектральных коэффициентов поглощения с учетом линий. Реальные потери энергии равномерно нагретым объемом, вычисленные с учетом испускания и поглощения в континууме и линиях, представим в виде

$$f = k_e 4\sigma T^4. \quad (2)$$

Здесь k_e — эффективный коэффициент испускания. Его величина зависит не только от температуры и размеров плазмы R , но и от ее формы, и различна в разных точках даже равномерно нагретого объема. Однако, как показывают расчеты, с изменением размеров на порядок (с $R = 1$ до $R = 10$ см) величина k_e меняется примерно в 2 раза (для $p = 1 \div 10$ бар и $T = 1 \div 4$ эВ). Следовательно, невелико и изменение k_e с формой объема, если она не слишком отличается от сферической, и невелико изменение k_e в пределах самого горячего объема. Во всяком случае использование понятия k_e для оценок значительно точнее, чем применение k_p или $k_R = 1/l_R$ (величина $l_e = k_e^{-1}$ меньше, чем величина росселандова пробега l_R в 10—20 раз, и больше планковского пробега $l_p = k_p^{-1}$, вычисленного с учетом линий, в 20—30 раз). В дальнейшем под k_e будем понимать величину, определенную из соотношения (2) для центра сферического объема радиуса R . Для плазменных объемов с размерами $R \leq 10 \div 20$ см при $p = 1$ бар величина эффективного пробега $l_e > R$ (рис. 1) и представление лучистых потерь в виде (2) оправдано.

Для случая неодимового лазера при $p = 1$ бар лазерного излучения оказываются прозрачными весьма большие объемы — до 30—50 см (рис. 2). Заметим, что это согласуется с результатами экспериментов [2]. Для более высоких давлений и при переходе к CO_2 -лазеру условие $l_0 > R$, где l_0 — лазерный пробег ($l_0 = k_0^{-1}$), выполняется лишь для малых размеров. Однако и в этом случае в той области, где в основном поглощается энергия лазерного излучения, энерговыделение можно оценить по выражению $\kappa_0 q_0$. Пренебрегая теплопроводностью, можно записать уравнение энергии для частиц массы газа:

$$\partial h / \partial t - v \cdot \partial p / \partial t = \kappa_0 q_0 - 4\kappa_e \sigma T^4. \quad (3)$$

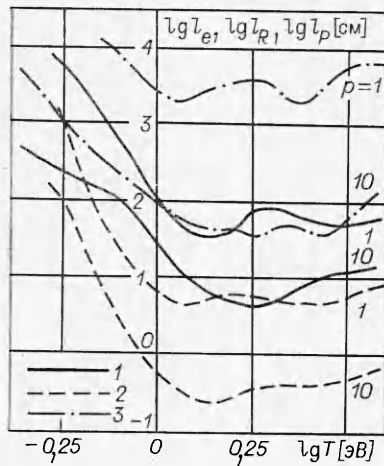


Рис. 1. Зависимость средних пробогов излучения воздушной плазмы от температуры.
1 - l_e (вычислено для длины $x=1$ см)
2 - l_p ; 3 - l_R .

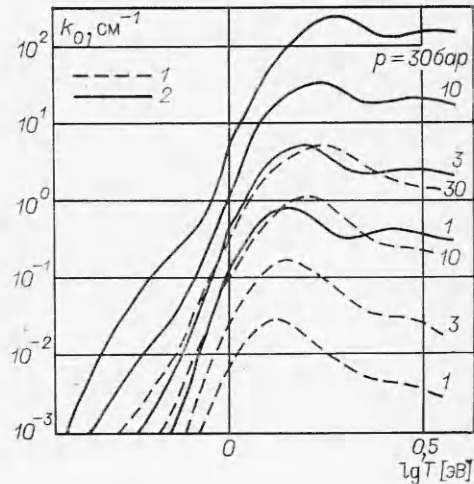


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения излучения неодимового (1) и CO_2 -лазера (2) в воздухе от температуры.

Здесь h — энтальпия; v — удельный объем ($v = \rho^{-1}$, где ρ — плотность); $\kappa_0 = k_0 \rho$ — массовый коэффициент поглощения лазерного излучения; $\kappa_e = k_e \rho$ — эффективный массовый коэффициент испускания. Это уравнение имеет стационарное решение

$$q_0 = \frac{4\kappa_e}{\kappa_0} \sigma T^4 = \frac{4k_e}{k_0} \sigma T_s^4 \quad (4)$$

и дает связь стационарной температуры $T_s(q_0, p)$, которая показана на рис. 3. Отчетливо видны нарастающая и спадающая ветви этой зависимости. В [8, 26] утверждалось, что при отсутствии теплопроводных потерь такая зависимость должна быть монотонной. Как видно, при достаточно точном учете спектрального состава испускаемого излучения это оказалось не так. Из элементарных физических соображений следует, что нарастающая ветвь $q_0(T_s)$ устойчива, в то время как спадающая нет, и при $q < q_1$ и $T < T_1$ плазма погасает. Как видно из рис. 3, при $p = 1$ бар минимальное значение $q_1 = 0,5$ МВт/см² для неодимового лазера и всего лишь $0,03$ МВт/см² для CO_2 -лазера. С ростом p эти значения еще более уменьшаются. Поэтому для быстрых волн порог их поддержания ниже, чем для медленных.

На рис. 4 сопоставлена зависимость $q_0(T_s)$ с учетом радиационных потерь с аналогичной зависимостью, построенной с учетом только лишь теплопроводных потерь $q_r \sim k_r T/R^2$, где k_r — коэффициент теплопроводности, определенный по таблицам [28, 29]. Как видно, при $R = 1$ см теплопроводность существенна лишь при $q < q_1$, а для $R = 10$ см вообще не играет роли во всем рассмотренном диапазоне T .

Рассмотрим закон расширения плазмы. Воспользуемся уравнением энергии, записанным для всего горячего объема:

$$dH/dt - V \cdot dp/dt = Q - Q_r, \quad H = pV \cdot \gamma/(\gamma - 1). \quad (5)$$

Здесь H — полная энтальпия; V — величина объема; Q — полная мощность, выделяющаяся в объеме при поглощении энергии источника; Q_r — потери энергии на излучение в окне прозрачности холодного воздуха; γ — показатель адиабаты, принимаемый постоянным в пределах всего горя-

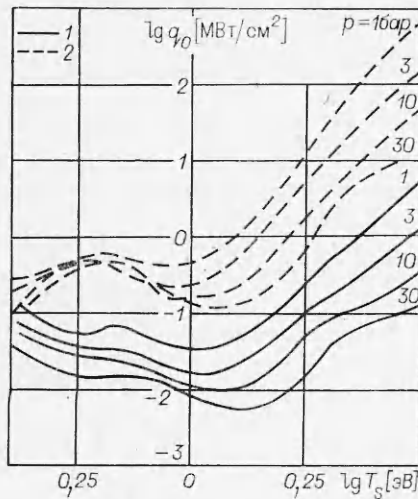


Рис. 3. Зависимость плотности потока излучения неодимового (1) и CO_2 -лазера (2) от стационарной температуры излучающего объема воздуха при $R=1$ см для различных давлений.

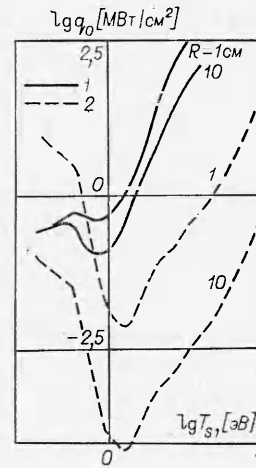


Рис. 4. Зависимость плотности потока излучения неодимового лазера от стационарной температуры излучающего объема газа (1) или теряющего энергию теплопроводностью (2); $p=1$ бар.

чего объема. Предположим, что $p = p_a$, тогда из (5) получаем

$$H - H_0 = \gamma p_a (V - V_0) / (\gamma - 1) = W - W_r, \quad (6)$$

$$W = \int_0^t Q dt, \quad W_r = \int_0^t Q_r dt.$$

Здесь H_0 и V_0 — начальные значения энтальпии и объема. Для простоты будем полагать, что горячий объем представляет собой плоский плазменный слой, длинный цилиндрический «столб» или сферу (соответственно $\nu = 1, 2$ и 3). Тогда

$$V = \xi(\nu) r^\nu L^{3-\nu}, \quad \xi(\nu) = 2, 2\pi, 4\pi/3 \text{ для } \nu = 1, 2, 3, \quad (7)$$

где r — радиус или толщина слоя. Скорость u расширения границы плазменного объема определяется соотношением

$$\xi(\nu) \gamma \nu p_a u r^{\nu-1} L^{3-\nu} = (\gamma - 1)(Q - Q_r). \quad (8)$$

В плоском случае из (7) следует

$$\gamma p_a u = (q - q_r)(\gamma - 1), \quad (9)$$

где q — та часть плотности потока падающего излучения, которая поглощается в объеме; q_r — потери энергии на излучение. В плоском случае для прозрачного объема

$$q_e = q_0 r / l_0, \quad (10)$$

где l_0 — пробег излучения для $T = T_s$ и $p = p_a$. Несмотря на то, что собственное излучение плазмы целиком определяет максимальную температуру в ней, потери энергии на излучение невелики, так как большая часть испущенного излучения лежит вне окна прозрачности воздуха и расходится на увеличение массы горячего слоя. Полагая $q_r = 0$ и используя (10), из (9) получаем

$$r = r_0 \exp(E/E_c), \quad E_c = p_a l_0 \gamma / (\gamma - 1),$$

$$u = u_1(r/l_0) \exp(E/E_c), \quad E = \int_0^t q_0 dt, \quad (11)$$

$$u_1 = q_0 (\gamma - 1) / (\gamma p_a), \quad \Delta p = u \rho_a c_a = p_a \gamma u / c_a = q_0 (\gamma - 1) / c_a.$$

Здесь u_1 — скорость расширения плазмы в условиях полного поглощения излучения; Δp — перепад давления в ударной волне; c_a — скорость звука в холодном воздухе. При выводе (11) предполагалось, что плазма расширяется в обе стороны одинаково и $\Delta p \ll p_a$. Из (11) следует, что имеет место резкое увеличение скорости плазмы при $E > E_c$, где E_c — некоторое «критическое» значение удельной энергии, подведенной к поверхности плазмы (она равна энергии, содержащейся в слое воздуха с толщиной l_0).

В силу того, что лишь часть энергии излучения поглощается в слое толщиной r , начальная скорость плазмы u_0 значительно меньше u_1 . При $\gamma = 1,2$, $p = p_a = 1$ бар и $l_0 = 50$ см получаем, что $E_c = 50$ Дж/см². Для $r_0 = 1$ см и $q_0 = 1$ МВт/см² находим, что начальная скорость $u = u_1 r_0 / l_0$ составляет 80 м/с, что по порядку величины согласуется со скоростью [2] в начальной стадии процесса взаимодействия. Вместе с тем через 30 мкс в условиях плоской геометрии должно было бы наступить ускорение фронта и переход к режиму быстрых волн. Однако в опытах [2] этого не происходило, поскольку геометрия движения отличалась от плоской. В условиях сферической геометрии при равномерном облучении плазменного объема

$$Q_e = 4/3 \cdot \pi r^2 \cdot r/l_0 \cdot q_0, \quad (12)$$

отсюда

$$r = r_0 \exp(E/3E_c). \quad (13)$$

Критическая энергия лишь в 3 раза больше, чем в плоском случае, и составляет ~ 100 Дж/см², в то время как в опытах [2] подводится энергия порядка нескольких килоджоулей на квадратный метр.

Причина того, что в [2] не наблюдалось предсказываемое соотношениями (11) и (13) ускорение границы плазмы, состоит в том, что эта граница выходит за пределы луча ($r > r_b$). В этом случае

$$Q_e = q_0 \pi r_b^2 \frac{r}{l_0} \quad (14)$$

и решение имеет вид

$$r^2 = r_0^2 + \frac{r_b^2 E}{2E_c}, \quad u = \frac{q_0 r_0^2}{2E_c r}. \quad (15)$$

Как видно, эффект «разгона» отсутствует. При $r \gg r_0$

$$u = q_0 r_b / \sqrt{2E_c E(t)}. \quad (16)$$

Из (16) получаем те же следствия, что и найдены в опытах [2]: величина u растет с ростом r_b при фиксированном q_0 , а также $u \sim q_0^{1/2}$. Расчет $u(t)$ со значениями $E(t)$ для реальной формы импульса [2] дает величины, довольно близкие к экспериментальным, за исключением самой поздней стадии импульса. Это расхождение понятно, так как вследствие охлаждения плазмы, выходящей за пределы луча, форма плазменного облака перестает быть близкой к сферической (заметим, что размеры нагретой и малоплотной области должны все же быть заметно больше, чем поперечные размеры видимого светящегося плазменного столба [2]).

Таким образом, в опытах [2] в силу неполного поглощения лазерного излучения скорости радиационных волн значительно ниже, чем они были бы в условиях полного поглощения. С увеличением размеров луча или при увеличении начального давления p_a в газе, что приводит к сокращению l_0 и E_c , можно наблюдать быстрые волны светового горения при тех же и даже более низких q_0 , чем в опытах [2]. Переход от медленных к быстрым волнам светового горения должен носить характер «взрыва»,

резкого увеличения скорости медленной волны. Представляет интерес проверить эти теоретические предсказания экспериментально.

Автор выражает искреннюю признательность В. В. Новиковой за оказанное содействие в выполнении данной работы.

Поступила в редакцию 22/VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. В. Бункин, В. И. Конов и др. Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, 609.
2. И. А. Буфетов, А. М. Прохоров и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 281.
3. И. В. Немчинов. Канд. дис. ИХФ АН СССР. М., 1970.
4. В. П. Левентуев, И. В. Немчинов. ФГВ, 1975, 11, 5, 776.
5. И. П. Ковалева, И. В. Немчинов. ФГВ, 1976, 12, 1, 113.
6. J. P. Reilly, A. Ballantyne, J. A. Woodroffe. AIAA J., 1979, 17, 1098.
7. E. L. Klosterman, S. R. Byron. J. Appl. Phys., 1974, 45, 4751.
8. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
9. A. A. Boni, F. Y. Su. Phys. Fluids, 1974, 17, 340.
10. J. P. Jackson, P. E. Nilson. AIAA J., 12, 1498.
11. В. И. Бергельсон, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов. ПМТФ, 1974, 4, 22.
12. Е. А. Козик, Т. В. Лосева и др. Квантовая электроника, 1978, 5, 2138.
13. A. N. Pirri, R. G. Root, P. K. S. Wu. AIAA J., 1978, 16, 1296.
14. И. В. Немчинов, А. И. Петрухин и др. Докл. АН СССР, 1979, 244, 877.
15. Л. П. Маркелова, И. В. Немчинов и др. ФГВ, 1979, 15, 4, 37.
16. Т. В. Лосева, И. В. Немчинов. ФГВ, 1981, 17, 1, 93.
17. Н. Н. Козлова, И. Э. Маркович и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 1930.
18. И. Э. Маркович, А. И. Петрухин и др. ФГВ, 1979, 15, 4, 30.
19. Е. А. Берченко, А. П. Соболев, Б. Т. Федюшин. Квантовая электроника, 1979, 6, 1546.
20. А. В. Бессараб, Г. В. Долгалева и др. Физика плазмы, 1979, 5, 558.
21. А. А. Бакеев, Л. А. Васильев и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 1278.
22. А. А. Бакеев, Л. И. Николашина, Н. В. Прокопенко. Квантовая электроника, 1980, 7, 1236.
23. Л. П. Маркелова, И. В. Немчинов, Л. П. Шубадеева. ПМТФ, 1973, 2, 54.
24. И. В. Немчинов, В. В. Светцов. ПМТФ, 1977, 4, 24.
25. И. В. Немчинов, И. А. Полозова и др. Квантовая электроника, 1979, 6, 1223.
26. Ю. П. Райзер. Усп. физ. наук, 1980, 132, 549.
27. И. В. Авилова, Л. М. Биберман и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970.
28. Е. В. Ступоченко, Б. Б. Доценко и др.— В сб.: Физическая газовая динамика. М.: Изд-во АН СССР, 1959.
29. Н. Н. Калиткин, Л. В. Кузьмина, В. С. Рогов. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. Препринт ИПМ АН СССР. М., 1972.

УДК 532.593

СОПРОТИВЛЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ОТКОЛЬНОМУ РАЗРУШЕНИЮ

Г. И. Канель
(Черноголовка)

Исследованиям откольной прочности посвящены десятки работ, но четкого представления о величинах растягивающих напряжений, приводящих к разрушению материалов в условиях откола, о соотношении между результатами динамических и квазистатических испытаний, а также между величинами откольной прочности различных материалов до сих пор нет. В значительной мере это объясняется тем, что все известные методы регистрации откола дают лишь косвенную информацию о процессе разрушения и действующих при этом напряжениях. Анализ возможных методов исследования показывает, что наиболее достоверными и информативными для определения разрушающих напряжений являются методы, основанные на непрерывной регистрации скорости свободной поверхности образца в одномерных условиях нагружения [1].