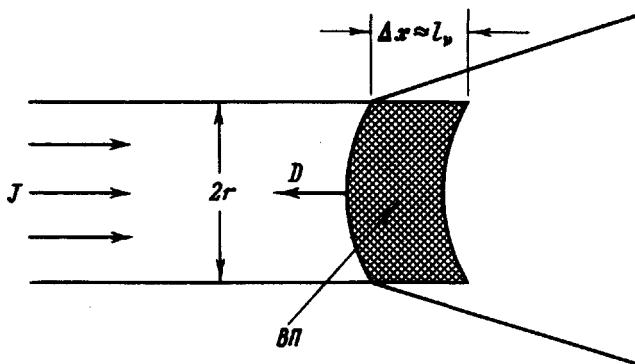


О ВОЗМОЖНОСТИ ПОДЖИГАНИЯ БЕГУЩЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ ПРИ ИНТЕНСИВНОСТЯХ СВЕТОВОГО ЛУЧА, МНОГО МЕНЬШИХ ПОРОГОВОЙ ДЛЯ ПРОБОЯ

Ю.П. Райзер

Как показали опыты [1,2] по исследованию лазерной искры, граница плазмы, первоначально образующейся в фокусе линзы, движется по световому каналу навстречу лазерному лучу со скоростью $\sim 100 \text{ км/сек}$. Поглощая свет плазма нагревается до температуры более, чем полмиллиона градусов [2]. Движущуюся навстречу лучу границу плазмы можно рассматривать как некую волну поглощения света и нагревания газа (*ВП*), которая во многих отношениях подобна волне детонации во взрывчатом веществе [3, 4].



Мы хотели бы здесь подчеркнуть то обстоятельство, что огромные интенсивности света, примерно 10^5 Мвт/см^2 , фигурирующие в опытах, вовсе не требуются для поддержания *ВП*, и необходимы лишь для создания первоначального пробоя в воздухе. Плазменный фронт, поглощающий параллельный световой луч, может распространяться без затухания и при гораздо меньших интенсивностях света, далеко не достаточных для пробоя — стоит только "поджечь детонацию", создав в световом канале поглощающий плазменный очаг (например, с помощью другого, пробивающего, лазерного импульса, разряда или иным путем).

Оценим наименьшую, предельную, интенсивность J , способную поддержать незатухающий режим *ВП* в световом канале радиуса r . Передним фронтом *ВП* служит сильная ударная волна, которая ионизует газ, создавая условия для поглощения света. Энерговыделение в газе, в свою очередь, способствует продвижению ударной волны *.

Ширина *ВП* Δx по порядку величины равна длине пробега света для поглощения в нагретом газе: $\Delta x \approx l_p$. Ударная волна ослабляется потерями энергии на боковое расширение газа в зоне *ВП* (рисунок). Потери очень малы, если $\Delta x \ll r$, но при $\Delta x > r$ они столь велики, что самоподдерживающийся режим *ВП* в этом случае оказывается невозможным. Между тем, при температурах $T \approx 10000 - 20000^\circ$, соответ-

ствующих небольшой ионизации атомов, $I_\nu(T)$ быстро увеличивается с понижением T . Таким образом, условие $I_\nu(T_{\min}) \sim r$ характеризует предельную температуру $B\Psi$, подобно тому, как условие $\Delta x \sim r$ (если Δx — ширина зоны химической реакции), определяет пределы детонации цилиндрических зарядов малого диаметра.

Согласно [4] при "детонационном" режиме скорость $B\Psi D$ и удельная внутренняя энергия нагретого газа ϵ выражаются формулами:

$$D = [2(\gamma^2 - 1)] \delta / \rho_0^{1/3}, \quad (1)$$

$$\epsilon = \frac{\gamma}{(\gamma^2 - 1)(\gamma + 1)} D^2 = \frac{2^{2/3} \gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/3} (\gamma + 1)} \left(\frac{3 \delta}{\rho_0} \right)^{2/3}. \quad (2)$$

Здесь ρ_0 — начальная плотность, γ — эффективный показатель адабаты, а коэффициент $\delta \sim (1 + \ell_\nu / r)^{-1} < 1$ в грубом приближении учитывает уменьшение "действующей" интенсивности вследствие потери энергии на боковое расширение. Плотность за $B\Psi$ $\rho = [(y+1)/y] \rho_0$. При небольшой ионизации и для квантов $h\nu \ll 1$ (l — потенциал ионизации атомов), коэффициент поглощения света, исправленный на вынужденное испускание, дается формулой Крамерса-Унзольда [5]:

$$\kappa_\nu = 1/\ell_\nu = 6,2 \cdot 10^{-20} n T_{\text{рад}} (h\nu_{96})^{-3} \exp(-l - h\nu/kT) (1 - \exp(-h\nu/kT)), \quad (3)$$

где n — число атомов в см^3 **. Формулы (2), (3) вместе с интерполяционной термодинамической зависимостью $\epsilon \sim T^\alpha$ ($\alpha \approx 1,5$ [5]) задают функцию $\mathcal{J}(T)$, которая имеет резкий минимум. Условие минимума $d\mathcal{J}/dT = 0$ дает приближенное уравнение

$$\ell_\nu(T_{\min}) \approx r / \left(\frac{2}{3\alpha} \frac{l - h\nu}{k T_{\min}} - 1 \right), \quad (4)$$

которое уточняет качественное условие $\ell_\nu(T_{\min}) \sim r$. Практически $\ell_\nu(T_{\min}) \approx 0,4 r$.

Для воздуха при атмосферном давлении с $h\nu = 1 \cdot 17 \text{ эв}$ ($\lambda = 1,06 \text{ мк}$) и $r = 0,1 \text{ см}$ получается: $T_{\min} = 19000^\circ\text{К}$, $\epsilon_{\min} = 6,7 \cdot 10^{11} \text{ эрг/с}$. $\gamma = 1 \cdot 17$ [5]. Предельные интенсивность света и скорость $B\Psi$ равны: $\mathcal{J}_{\min} = 82 \text{ Мет/см}^2$, $D_{\min} = 8,5 \text{ км/сек}$. Предельные значения T_{\min} и \mathcal{J}_{\min} слабо (логарифмически) зависят от радиуса канала; T_{\min} кроме того мало чувствительна и к степени приближений. Предельная интенсивность уменьшается при понижении плотности газа (но только не при слишком больших разрежениях). Так, в воздухе при давлении $0,1 \text{ атм}$ и прочих равных условиях $T_{\min} = 26000^\circ$, $\epsilon_{\min} = 1,1 \cdot 10^{12} \text{ эрг/с}$, $\mathcal{J}_{\min} = 19 \text{ Мет/см}^2$, $D_{\min} = 11 \text{ км/сек}$. При принятом радиусе $0,1 \text{ см}$ полные предельные мощности лучей $P = \mathcal{J}_{\min} \pi r^2$ равны $2,6$ и $0,6 \text{ Мет}$ для 1 и $0,1 \text{ атм}$.

Наблюдать эффект имеет смысл только в случае достаточно длительного светового импульса, когда $VЛ$ имеет возможность пройти значительное расстояние, т.е. лазер должен работать в режиме свободной генерации ($t \approx 10^{-3}$ сек; в идеальном случае $L \approx 8 \text{ км/сек} \times 10^{-3}$ сек = $\approx 8 \text{ м}$) ***. Требующиеся мощности не представляются фантастически-ми, хотя и находятся на грани нынешних возможностей: лазер на неодимовом стекле ($\lambda = 1,06 \text{ мк}$) с энергией в импульсе $\sim 1500 \text{ дж}$ дает среднюю мощность $\approx 1,5 \text{ Мвт}$. Здесь имеются большие трудности в создании (с помощью телескопической системы) длинного очень тонкого луча диаметром порядка миллиметра — при большем диаметре нужны слишком большие мощности. Можно, конечно, воспользоваться достаточно длиннофокусной линзой; при этом $VЛ$ пройдет меньшее расстояние — от фокуса, где естественно произвести поджигание, и до того сечения конического светового канала, где J упадет ниже J_{\min} .

Существенно, что необходимая средняя мощность несколько возрастает по сравнению с вычисленными значениями из-за пичкового характера генерации, так что следует по возможности уменьшить скважность светового потока. Неблагоприятную роль играют паузы, в течение которых волна затухает. Для того, чтобы $VЛ$ продолжала движение, необходимо, чтобы плазма, адиабатически расширяющаяся и охлаждающаяся в течение паузы, сохранила свою поглощательную способность, т.е. температуру не ниже $\approx 20000^\circ$, к моменту начала пичка. Оказывается, что дополнительной энергии, приобретенной во время пичка, когда мощность соответственно выше средней J , при $J = J_{\min}$ не хватает. Оценка показывает, что при типичных условиях, когда периодичность пичков $\approx 1 \text{ мксек}$, а длительность пичка $\approx 1/3$ периода и $r = 0,1 \text{ см}$ предельная средняя интенсивность примерно вдвое больше, чем при непрерывном потоке. Средняя скорость $VЛ$ не сколько уменьшается. Из предыдущего ясно, что требуется для "поджигания детонации" — чтобы плазма с температурой выше примерно 25000° перекрыла световой канал на осевой длине порядка миллиметра.

Автор признателен В.Л.Тальрозе за стимулирующие обсуждения.

Институт проблем механики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
15 ноября 1967 г.

Литература

- [1] S.A.Ramsden, W.E.Davies. Phys. Rev. Lett., 13, 227, 1964.
- [2] С.Л.Мандельштам, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров, Ю.П.Райзер, Н.К.Суходрев. ЖЭТФ, 49, 127, 1965.
- [3] S.A.Ramsden, P.Savic. Nature, No 4951, 1217, 1964.
- [4] Ю.П.Райзер. ЖЭТФ, 48, 1508, 1965.

- [5] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд-во "Наука", М., 1966.
- [6] Н.Г.Басов, В.А.Бойко, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков. ДАН СССР, 173, 538, 1967.

* Радиационный механизм поддержания ВП [4], эффективный при больших \mathcal{J} , при малых \mathcal{J} значительно уступает рассматриваемому здесь "детонационному".

** Оценки показывают, что ионизация, возбуждение, выравнивание электронной и атомной температур происходят довольно быстро, так что использование формул, основанных на предположении о термодинамическом равновесии в газе – оправдано.

*** Заметим, что это явление не имеет ничего общего с "длинной искрой" [6], возникающей в результате пробоя газа лазерным светом по всей длине.

ОБ УПРУГОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА

A.Л.Полякова

Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), возникающее при фокусировке мощной световой волны от лазера, сопровождается усилением той звуковой волны, на которой это рассеяние происходит. Возрастание амплитуды звука может привести к тому, что упругая нелинейность будет играть важную роль в поведении звуковой волны. Оценки, приведенные в [1] показали, что при определенных условиях нелинейные эффекты могут быть значительными. Получим критерий для упругих нелинейных эффектов в том случае, когда имеется усиление звуковой волны под действием лазерного луча.

Пусть смещение в плоской продольной звуковой волне, на которой происходит рассеяние света, равно

$$u = u_1 + u_2 , \quad (1)$$

где u_1 – удовлетворяющее условиям синхронизма, решение системы уравнений Максвелла и линеаризованных (по u) уравнений теории упругости в стационарных условиях [2], а u_2 – добавка квадратичная по