Краткие сообщения по физике № 11 1975

К УСТОЙЧИВОСТИ ФРОНТА ВОЛНЫ ПРОСВЕТЛЕНИЯ

В. П. Пименов, В. А. Щеглов

УДК 541.14

Анализируется возможность стабилизации фронта волны просветления за счет дифракционных эффектов.

Волны просветления изучались в целом ряде работ. Отметим волны в двухуровневой среде /1/, фотодиссоционные /2,3/, фотохимические волны /4,5/. Рассмотренная в этих работах одномерная постановка задачи соответствует плоской волне, распространяющейся, например, вдоль оси x, так что фронт волны параллелен плоскости yz. В результате теоретического анализа /1-5/ была найдена конкретная форма профиля и вид зависимости скорости волны D от интенсивности внешнего потока излучения I_0 для различных типов волн просветления. Показано, в частности, что ширина фронта по порядку величины совпадает со средней длиной свободного пробега фотона в среде l, а скорость волны возрастает с увеличением интенсивности излучения I_0.

Однако в этих работах не обсуждался вопрос об устойчивости фронта волны. На наш взгляд возможен следующий подход. Пусть плоский фронт в результате какой-либо причины исказился - появились выпуклые и вогнутые участки с соответствующими радиусами кривизны R_1, R_2 ж). Это может произойти, например, вследствие локальных неоднородностей среды. Если при дальнейшем распространении волны по однородной среде происходит восстановление плоского фронта, будем говорить о его устойчивости. В рамках использованного ранее уравнения переноса для фотонов /3/ стабилизирующий фактор отсутствует. Однако в случае криволинейного фронта проявляются дифракционные эффекты.

ж) Очевидно, понятие фронта волны можно применять, если его ширина гораздо меньше радиуса кривизны: $l \ll \min(R_1, R_2)$.

Действительно, поле в зоне поглощения можно представить, например, как результат наложения парциальных волн, исходящих из всех элементов поверхности равной фазы, лежащей в просветленной области. От формы фронта зависят пути лучей в зоне поглощения, т.е. амплитуды вторичных волн от одних и тех же элементов поверхности, по которой производится суммирование /6/. Ясно, что перед выпуклым участком фронта интенсивность меньше, а перед вогнутым больше, чем в случае плоского фронта. Поскольку каждый участок фронта волны идет со скоростью, которая растет с увеличением этой интенсивности, происходит выравнивание фронта. Это означает, что сами волновые свойства света являются фактором, стабилизирующим волну просветления.

Изложенные выше соображения носят качественный характер. Для количественной оценки рассмотрим следующую модельную задачу. Заменим фронт волны $(D \ll c)$ поверхностью, которая ограничивает невозмущенную поглощающую среду. В общем случае уравнение этой поверхности вблизи дна вогнутого участка имеет вид $(R_1, R_2 > 0)$ $X = y^2/2R_1 + z^2/2R_2$ (вблизи вершины выпуклого участка $R_1, R_2 < 0$). Пусть u – любая из компонент поля $\vec{E}$ или $\vec{H}$. Плоскую монохроматическую волну можно задать в виде $u = u_0 e^{ikx}$, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число и множитель $e^{-i\omega t}$ опущен. В этом случае поле на границе поглощающей среды есть $u_s = u_0 \exp(ikX)$, а поле на оси x находится из выражения /6/

$$u_x = \text{const} \int_s u_s \frac{1}{r} e^{(ik-a)r} df_n,$$

где a – коэффициент поглощения, r – расстояние элемента поверхности df от точки x, df_n – проекция элемента поверхности на плоскость yz. Величина const в этом выражении находится из известного решения в случае плоской границы ($R_1 = R_2 = \infty$) $u = u_0 e^{(ik-a)x}$ ($\text{const} = (a-ik)/2\pi$). После несложных вычислений, в которых используются очевидные для геометрической оптики неравенства $(1 \ll (R_{min}/\lambda)^2$, $x \ll R_{min}(R_{min}/\lambda)^2$, $1 \ll l/\lambda$, $x \ll R_{min}(l/\lambda)$, $R_{min} = \min(R_1, R_2))$, получим

$$u_x = u_0 e^{(ik_1-a)x} \left[1 + \frac{x}{4R_c}\left(\frac{a}{k}\right)^2 \left(2 - \frac{x}{R_c}\right)\right],$$

где

$$R_c = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)^{-1}, \; k_1 = k\left[1 + \frac{a}{2R_c k^2}\right].$$

Поскольку $E = \mathrm{Re}(u)$, $I \sim \overline{|E|^2}$, и в случае плоского фронта $I_{пл} = I_o \exp(-x/l)$, имеем

$$I = I_o e^{-x/l}\left[1 + \frac{1}{32\pi^2}\frac{x}{R_c}\left(\frac{\lambda}{l}\right)^2\left(2 - \frac{x}{R_c}\right)\right].$$

Из этого выражения следует, что вогнутая поверхность обладает фокусирующими свойствами, причем наибольший эффект достигается на расстоянии, равном средней кривизне R_c. Интенсивность перед выпуклым участком ($R_c < 0$) изменяется монотонно – она везде меньше, чем перед плоским фронтом. На кинетике просветления сказывается интенсивность в зоне поглощения ($x \simeq l$)

$$\left(\frac{I}{I_{пл}}\right)_{x \simeq l} = 1 + \frac{1}{8\pi^2}\frac{\lambda^2}{Rl}.$$

Здесь для наглядности принято $R_1 = R_2 = R$ и использовано условие $l \ll R$.

Можно оценить время T, за которое сглаживаются (например, по уровню 1/2) неровности фронта глубины L.

$$T \simeq \frac{L}{\Delta}\frac{4\pi^2 Rl}{\lambda^2}, \quad \Delta = \frac{\partial D}{\partial I_o} I_o.$$

Для фотодиссоционных волн $\Delta = D$ /2/, а для развитых фотохимических $\Delta = D/2$ /4/, так что по порядку величины

$$T \simeq \tau \frac{4\pi^2 Rl}{\lambda^2},$$

где τ – время, за которое волна проходит масштаб неровности фронта $\tau = L/D$.

В заключение отметим, что проведенный выше анализ применим к сверхзвуковым волнам просветления, на которые не оказывают влияния различные газодинамические эффекты /7,8/.

Поступила в редакцию
11 июля 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. М. Овчинников, В. Е. Харциев. ЖЭТФ, 49, в. I (7), 3I5 (I965).
2. В. Л. Борович, В. С. Зуев, О. Н. Крохин. ЖЭТФ, 64, II84 (I973).
3. В. Е. Харциев. ЖЭТФ, 54, 867 (I968).
4. А. Н. Ораевский, В. П. Пименов, В. А. Щеглов. ЖЭТФ, 62, в.I 89 (I972); ЖТФ, XLIY, в.6 I244 (I974).
5. Е. Б. Гордон, Ю. Л. Москвин. ЖЭТФ, 68, в.4, I252 (I975).
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. "Теория поля". Наука, М., I967 г.
7. F. D. Kahn. Bull. Astr. Instr. Netherlds., 12, N 456, 187 (1954).
8. А. Н. Ораевский, В. П. Пименов, В. А. Щеглов. ЖТФ, XLY № 4 838 (I975).