*Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 404-407* *5 апреля 1969 г.*

# ДАВЛЕНИЕ РАДИАЦИИ НА ОБЪЕКТ, ИЗМЕНЯЮЩИЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ. ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ВОЛНЫ НА МЕНЯЮЩИХСЯ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

*Г.А.Аскарьян*

Обычно при расчете поглощения волны и ее давления на малый кусок среды (сгусток плазмы, макрочастица и т.п.) предполагают, что его объем, форма или свойства остаются неизменными, а давление связано с рассеянием или обычным поглощением излучения внутри среды.

Мы рассмотрим поглощение радиации и силу радиационного давления волны, падающей на объект, меняющий свою поляризуемость из-за изменения объема, формы ориентации или свойств вещества. Эти процессы, меняющие энергию диполя во внешнем поле, приводят к изменению энергии волны из-за работы, совершаемой объектом над полем или полем над объектом и могут существенно изменить (усилить или уменьшить) давление радиации на объект.

## 1. Давление электромагнитной волны на частицу, меняющую свою поляризуемость

Усредненная сила давления на малую (по сравнению с длиной волны) частицу

$$f_{ср} = \frac{1}{c} < [\dot{P}H]>_{ср} \simeq \frac{1}{c} w_{дисс}\, n$$

определяется мощностью диссипации энергии волны на рассеяние ($w_{расс} \simeq \ddot{P}^2/c^3$) и внутреннее поглощение ($w_{погл} \simeq <\dot{P}E>_{ср} \simeq$ $\simeq P_\omega E_0 \sin\phi$, где $\phi$ – угол потерь). Если дипольный момент $P \simeq a E_0 \sin\omega t$, то соответствующие силы реакции излучения $f_{расс} \simeq$ $\simeq a^2 E_0^2/\lambda^4$ и $f_{погл} \simeq a E_0^2 \sin\phi/\lambda$.

Оценим силу, связанную с изменением поляризуемости $a(t)$ (для простоты будем считать характерное время ее изменения $T \gg 1/\omega$). Полагая $a \simeq a_0 + \dot{a}t$ получим силу

$$f_a \simeq \frac{1}{c} \dot{a} E_0^2,$$

что можно получить также из выражения для средней энергии диполя во внешнем поле

$$\mathcal{E} \simeq \frac{1}{2} a E_0^2\ ; \quad (f \simeq \frac{1}{c} \dot{\mathcal{E}}).$$

Отметим, что так как деформационная сила $f_a$ может иметь разные направления в зависимости от знака $\dot{a}$. Например, при увеличении поляризуемости направления силы совпадает с направлением обычного светового давления, при уменьшении $a$ сила направлена навстречу волне. Последнее обстоятельство позволяет, в частности, подбирать условия, при которых "деформационная" сила компенсирует обычное световое давление. Оценим условия соизмеримости сил реакций излучения.

В пренебрежении внутренним поглощением отношение деформационной силы к силе от рассеяния $f_{деф}/f_{расс} \simeq \dot{a}\lambda^4/c a^2$ ; полагая $\dot{a} \sim a/T$ получим $f_{деф}/f_{расс} \simeq \lambda^4/c a T \sim v/c\, (\lambda/a)^4$, где $v \sim a/T$ – характерная скорость изменения объекта.

В общем случае изменение $a$ могут быть связаны с изменением формы, объема или свойств среды частицы. Например, для сфероидальной (вытянутой вдоль электрического поля волны) диэлектрической частицы $a = V(\epsilon - 1)/4\pi[1 + (\epsilon - 1)n_x]$, где $V$–объем частицы, $\epsilon$–диэлектрическая проницаемость среды, $n_x$ – так называемый фактор размагничивания (для близкой к шаровой форме $n_x \simeq (1/3) - (4/15)[(a - b)/a]$ см., например, [1]). Изменения $n_x$, $V$ и $\epsilon$ – могут дать достаточно резкие изменения поляризуемости. Например, если $\epsilon$ зависит только от плотности (например, плазма) и задано полное количество вещества, т.е. $V(\epsilon-1)$ – const, то

$$\dot{a} \simeq \{a/[1+(\epsilon-1)n_x]\}\frac{\partial}{\partial t}(\epsilon-1)\,n_x\ .$$

Если основное изменение – деформация, то $(\partial/\partial t)(\epsilon-1)\,n_x \simeq (\epsilon-1)\times$ $\times(\partial n_x/\partial t) \simeq (\epsilon-1)4\dot{a}/15a$ (если начальная форма близка к сферической) и $\dot{a} \simeq a4(\epsilon-1)\,u/15a$ (обычно $(\epsilon-1)\,n_{x0} << 1$ ). Если форма при расширении сохраняется, то

$$\dot{a} - a n_x(\partial/\partial t)(\epsilon-1) \simeq a\dot{V}(\epsilon-1)/3V \simeq a(\epsilon-1)u/a\,.$$

Поэтому в обеих случаях

$$f_{\text{деф}}/f_{\text{расс}} \simeq \frac{u}{c}(\lambda\!\!\!^{-}/a)^4\ ,\ \text{т.е.}\ \ f_{\text{деф}} > f_{\text{расс}}$$

при $u/c > (a/\lambda\!\!\!^{-})^4$ . Например, для плазмы при скорости разлета $u \gtrsim 3\cdot 10^6$ *см/сек*, необходимо, чтобы $\lambda\!\!\!^{-} > 10\,a$. Большие скорости разлета или деформации плазменного сгустка возможны не только под действием теплового давления, разброса скоростей, внешних полей, но и под действием самого поля излучения (например, из-за неизотропии давления поля волны на поверхность сгустка). При этом сначала скорость разлета $u(t) \sim E_0^2\, t/4\pi\rho a$ и за время $t \sim a\sqrt{4\pi\rho}/E_0$ достигаем величины порядка $u_m \sim E_0/\sqrt{4\pi\rho}$ .

В субмакроскопической области условие $\lambda\!\!\!^{-} >> a$ всегда соблюдается в оптическом диапазоне длин волн ($\lambda\!\!\!^{-} \sim 10^3\,a$), поэтому давление света при переориентации, деформации, изгибе или сворачивании длинной молекулы может во много раз превосходить давление света из-за рассеяния. Переориентация анизотропных молекул в частице при нагреве или при наложении внешних полей также может вызвать изменения $a$.

В случае мелких частиц в радиоволнах отношение $\lambda\!\!\!^{-}/a$ может быть больше, однако во многих случаях деформационную силу следует сравнить с силой реакции из-за поглощения (которое превосходит рассеяние при $\phi > (a/\lambda\!\!\!^{-})^3$ ; и отношение

$$f_{\text{деф}}/f_{\text{погл}} \simeq \dot{a}\lambda\!\!\!^{-}/ac\sin\phi \simeq \lambda\!\!\!^{-}/Tc\,\sin\phi \simeq \frac{u}{c}\left(\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{a}\right)\frac{1}{\sin\phi}\,,$$

т.е. при больших $\lambda\!\!\!^{-}/a$ достаточны малые скорости расширения для преобладания деформационной силы.

## 2. Деформационное поглощение и усиление волны

Вышеизложенное показывает, что при определенных условиях преобладает поглощение или усиление волны сгустками среды, меняющими свои размеры или форму. Мы назовем такое поглощение деформационным. Оценим величину и вклад деформационного поглощения в случае сгустков плазмы.

В случае, когда частота волны превосходит плазменную ($\omega > \omega_p$) мощность потерь на деформацию

$$w \simeq N\dot{a}E_0^2 \simeq Na\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{v}{a} E_0^2 ,$$

где $N$ – концентрация сгустков, $a$ – их радиус, $v$ – скорость разлета. Сравнение с диссипацией на столкновения $w_{\text{ст}} \simeq N(\omega_p/\omega)^2 \cdot$ $a^3(E_0^2/4\pi)\nu_s$ дает условие превосходства деформационного поглощения над столкновительным: частота столкновений

$$\nu_s < \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{v}{a} .$$

В этом случае коэффициент поглощения

$$\kappa \simeq 4\pi Na\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{v}{ac} \simeq 4\pi a^2 N\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4 \frac{v}{c}$$

для $\omega > \omega_p$ и $\kappa \simeq 4\pi a^2 Nv/c$ для сгустков плотной плазмы ($\omega_p > \omega$). При больших мощностях $v = v(E_0^2 t)$ и поглощение становится нелинейным. Быстро расширяющиеся плазменные неоднородности могут быть созданы, например, с помощью лазеров, вспышки которых превращают в плазму крупинки вещества, аэрозоли и т.п.

Наблюдение рассмотренных эффектов возможно в широком диапазоне условий, от лабораторных до астрофизических.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
17 февраля 1969 г.

### Литература

[1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, 1957.