

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР
Ордена Трудового Красного Знамени
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

Препринт № 57



НИРФИ

ПРОХОЖДЕНИЕ МОЩНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ
ВОЛНЫ
ЧЕРЕЗ НЕОДНОРОДНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ СЛОЙ

В.Б.Гильденбург

Горький - 1974 г.

В настоящем сообщении рассматривается нелинейное прохождение мощной гармонической электромагнитной волны через слой неоднородной плазмы, плотность которой в невозмущенном состоянии $N_0(x)$ является плавной (в масштабе вакуумной длины волны c/ω) функцией поперечной координаты x и в широком интервале $\Delta x \gg \frac{c}{\omega}$ превышает критическое значение $N_c = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$.

Ограничившись здесь случаем нормального падения (легко обобщаемого на наклонное для волн с электрическим полем $\vec{E} \perp \nabla N_0$) и рассматривая диэлектрическую проницаемость плазмы $\epsilon = 1 - N/N_c$ как локальную функцию амплитуды поля $\epsilon = f(x, |E(x)|^2)$, конкретный вид которой определяется механизмом нелинейности, запишем уравнение для амплитуды в виде

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + k^2 \epsilon(x, |E|^2) E = 0 \quad (k = \frac{\omega}{c}) \quad (1)$$

Вначале построим решение (1) в приближении геометрической оптики (ВКБ-приближение). Полагая всюду в плазме выполненными условия $\epsilon > 0$, $\frac{d}{dx} \epsilon^{-1/2} \ll k$, имеем $E = E_0 \epsilon^{-1/4} \exp(-ik \int^x \sqrt{\epsilon} dx)$, где E_0 — амплитуда падающей волны в вакууме. Тогда для заданного вида нелинейности $\epsilon = f(x, |E|^2)$ получаем трансцендентное уравнение, определяющее распределение поля и проницаемости:

$$|E| = E_0 \epsilon^{-1/4}(x, |E|^2) \quad \text{или} \quad \epsilon = f(x, \frac{E^2}{|E|}) \quad \text{Например, при}$$

$$\epsilon = \epsilon_0(x) + \alpha |E|^2 \quad (\epsilon_0 = 1 - N_0/N_c) \quad \alpha \frac{E_0^2}{\sqrt{\epsilon}} \quad (2)$$

Определяемая этим соотношением зависимость $\epsilon(E_0)$ неоднозначна (см. рис.1) и имеет непрерывную положительную ветвь, на которой плазма является прозрачной даже при $E_0 \rightarrow \infty$. При этом $\epsilon = \alpha^2 E_0^4 / \epsilon_0(x)$ и условие применимости геометри-

ческой оптики выполнено, если $\alpha \epsilon_0^2 \gg \frac{1}{k} \left| \frac{d\epsilon_0}{dx} \right|$. Таким образом, при соблюдении последнего неравенства, т.е. для достаточно плавной функции $\epsilon_0(x)$ и не слишком малых амплитуд падающей волны, существуют стационарные решения, в которых концентрация плазмы, сколь бы она ни была велика в невозмущенном состоянии, удерживается полем волны на уровне, не превышающем критического. Нужно, конечно, иметь в виду, что для создания таких сильно возмущенных стационарных состояний (так же как и для рассмотренных в [1]) требуются амплитуды падающей волны гораздо большие, чем для их поддержания. Кроме того, заметим, что такого типа решения весьма критичны по отношению к потерям энергии в плазме. При любом конечном значении частоты столкновений $\nu \neq 0$, так же как в случае полупространства с резкой границей [2], волна может проникнуть в плазму лишь на конечное расстояние.

Наряду с рассмотренным "геометрооптическим" режимом распространения в неоднородных слоях возможны также режимы с сильным отражением волны (типа изученных в [3]). Для определения всей совокупности возможных решений в плавном изолированном слое было предпринято численное интегрирование уравнения (1) для слоя с параболическим (невозмущенным) профилем концентрации при стрикционной нелинейности:

$$\epsilon = \begin{cases} 1 - q \left(1 - \frac{x^2}{a^2} \right) \exp \left(- \frac{|E|^2}{E_c^2} \right) & x < a \\ 1 & x > a \end{cases} \quad E_c^2 = \frac{4m\omega^2}{e^2} (T_e + T_i) \quad (3)$$

Результаты вычислений представлены для значений параметров $q = 1,5$; $ka = 50$ на рис. 2 в виде графика зависимости коэффициента прохождения волны T (по мощности) от квадрата отношений амплитуды падающей волны E_0 к критическому полю E_c . Как видим, представленная зависимость является неоднозначной. Ее нижняя ветвь соответствует состояниям, исследованным в [3] для бесконечного линейного слоя; здесь имеет место почти полное отражение и с ростом E_0 точка отражения смещается вглубь слоя. Когда точка отражения достигает максимума слоя ($x = 0$), происходит перескок с нижней ветви на верхнюю (с $T \approx 1$),

соответствующую рассмотренному выше режиму геометро-
оптического прохождения. Кроме этих двух крайних ветвей,
имеется несколько промежуточных "резонансных" ветвей, в
крайних точках которых $T = 1$ (ввиду чрезвычайно высо-
ких требований к точности машинного счета на этих вет-
вях, они были рассчитаны не полностью). Промежуточные
ветви соответствуют рассмотренным в [4] резонансам, воз-
никающим при определенном законе чередования в слое об-
ластей с положительным и отрицательным ϵ . При $ka \rightarrow 1$
эти резонансы имеют очень высокую радиационную доброт-
ность и при наличии уже весьма малых потерь в плазме
должны сильно подавляться.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, ЖЭТФ, 66, 1651 (1974).
2. В.П.Силин, ЖЭТФ, 53, 1662 (1967).
3. Г.М.Фрайман, Изв.ВУЗов, Радиофизика, 16, 1146 (1973).
4. В.А.Мионов, Изв.ВУЗов, Радиофизика, 14, 1450 (1971).

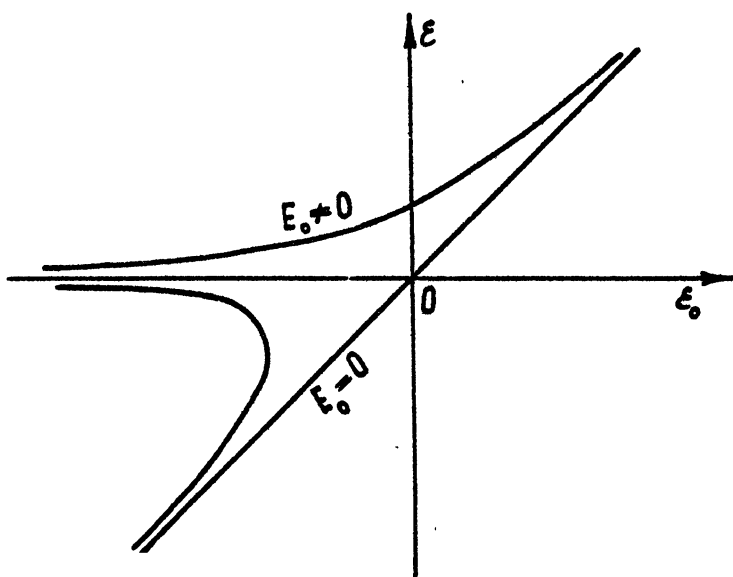
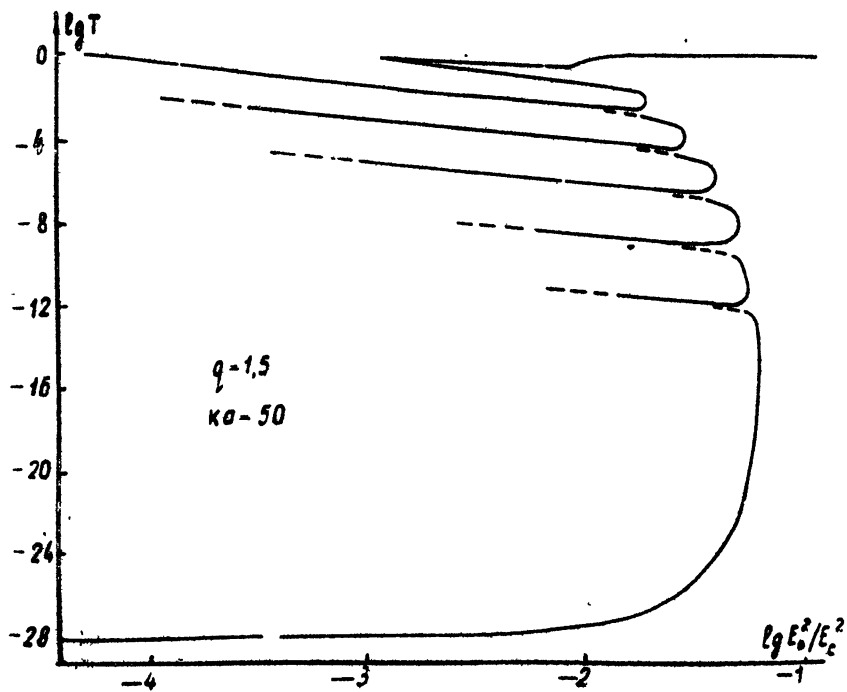


Рис. 1



Duc. 2

TRANSMISSION OF A POWER ELECTROMAGNETIC WAVE
THROUGH AN INHOMOGENEOUS PLASMA LAYER

V.B.Gil'denburg

Radiophysical Research Institute, Gorkii, U.S.S.R.

The paper deals with the nonlinear transmission of a power harmonic electromagnetic wave through an inhomogeneous plasma layer whose density in an undisturbed state $N_0(x)$ is a smooth function (in the scale of a vacuum wavelength c/ω) of a transverse coordinate x and in a wide interval $\Delta x \gg c/\omega$ it exceeds the critical value $N_c = m\omega^2/4\pi e^2$.

Confining ourselves to the case of normal incidence (easily generalized on the oblique one for the waves with an electric field $\vec{E} \perp \nabla N_0$) and considering the plasma permittivity $\epsilon = 1 - \frac{N}{N_c}$ as the local function of the field amplitude $\epsilon = \epsilon(x, |E(x)|^2)$ whose concrete form is determined by the nonlinear mechanism we write an equation for the amplitude in the form:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + k^2 \epsilon(x, |E|^2) E = 0 \quad (k = \frac{\omega}{c}) \quad (I)$$

Let us construct first the solution of (I) in the approximation of geometric optics (WKB approximation). If the conditions $\varepsilon > 0$, $\frac{d}{dx} \varepsilon^{-1/2} \ll k$ are fulfilled all through the plasma we have

$E = E_0 \varepsilon^{-1/4} \exp(-ik \int^x \sqrt{\varepsilon} dx)$, where E_0 is the amplitude of an incident wave in vacuum. Then, for the given type of nonlinearity $\varepsilon = \varepsilon(x, |E|^2)$ one obtains the transcendental equation determining the field and permittivity distributions: $|E| = E_0 \varepsilon^{-1/4}(x, |E|^2)$ or $\varepsilon = \varepsilon(x, E_0^2 / \sqrt{\varepsilon})$. For example, if $\varepsilon = \varepsilon_0(x) + \alpha |E|^2$ ($\varepsilon_0 = 1 - N_0/N_c$),

$$\varepsilon = \varepsilon_0(x) + \frac{\alpha E_0^2}{\sqrt{\varepsilon}} \quad (2)$$

The dependence $\varepsilon(\varepsilon_0)$ determined by this relation is not single-valued (see Figure I) and has the continuous positive branch at which the plasma is transparent even when $\varepsilon_0 \rightarrow -\infty$. In this case $\varepsilon = \alpha^2 E_0^4 / \varepsilon_0^2(x)$ and the applicability condition of geometrical optics is fulfilled if $\alpha E_0^2 \gg \frac{1}{k} \left| \frac{d\varepsilon_0}{dx} \right|$. Thus, keeping the latter inequality, i.e. for a sufficiently smooth function $\varepsilon_0(x)$ and not much too low amplitudes of an incident wave, the stationary solutions exist in which the plasma concentration, whatever it is large in the nonperturbated state, is kept by the wave field on the level not exceeding the critical one. It is of course necessary to have in mind that to create such strong perturbated stationary states (apparently it concerns some results of [I]), the amplitudes of the incident wave are to be much larger than those to conserve them. Besides it is necessary

to note that the solutions of such a type are rather critical relative to the energy losses in plasma. At any finite value of frequency collisions $\nu \neq 0$, as in the case of half-space with sharp boundary^[2], the wave may penetrate into the plasma on the finite distance only.

Along with the WKB propagation regime considered in nonuniform layers the regimes with strong wave reflection may also occur (as in [3]). To determine all the set of possible solutions in a smoothly isolated layer the numerical integration of equation [I] is made for the layer with a parabolic (nonperturbated) profile of concentration at the strictional nonlinearity:

$$\epsilon = \begin{cases} 1 - q \left(1 - \frac{x^2}{a^2} \right) \exp \left(- \frac{|E|^2}{E_c^2} \right), & x < a \\ 1, & x > a \end{cases} \quad E_c^2 = \frac{4 m \omega^2}{e^2} (T_e + T_i) \quad (3)$$

The results of calculation are given for the parameter values $q = 1,5$; $ka = 50$ in the Figure 2 as the graph of wave transmission coefficient T (over the power) versus the square of ratios of the incident wave amplitude E_0 to the critical field E_c . As is seen, this dependence is ambiguous. Its low branch corresponds to the states investigated in [3] for the infinite linear layer; here takes place nearly full reflection and with the increase of E_0 the reflection point is shifted deep into the layer. When the reflection point achieves the maximum of the layer ($x = 0$), the jump from the low branch to the upper branch (with $T \approx 1$)

occurs corresponding to the above-considered regime of the geometrical optic transmission. Besides these two extreme branches, there are some intermediate "resonance" branches, in the extreme points of which $T = 1$ (due to the extraordinary high requirements to the precision of machine counting on these branches, they have been calculated incompletely). The intermediate branches correspond to the resonances considered in [4], arising at the definite alternation law in the layer of regions with positive and negative ϵ . At $ka \rightarrow 1$ these resonances have very high radiation Q-factor and in the presence of rather small losses in plasma they must be suppressed.

REFERENCES

1. I.R.Z.Sagdeev, V.D.Shapiro. JETP, 66, 1651 (1974).
2. V.P.Silin. JETP. 53, 1662 (1967).
3. G.M.Fraiman. Izv.VUZov, Radiofizika, 16, 1146 (1973).
4. V.A.Mironov. Izv.VUZov, Radiofizika, 14, 1450 (1971).

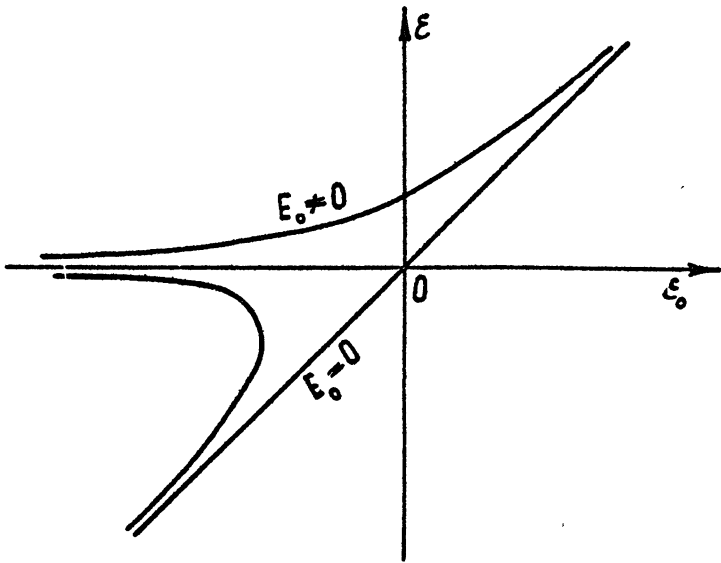


Fig. 1

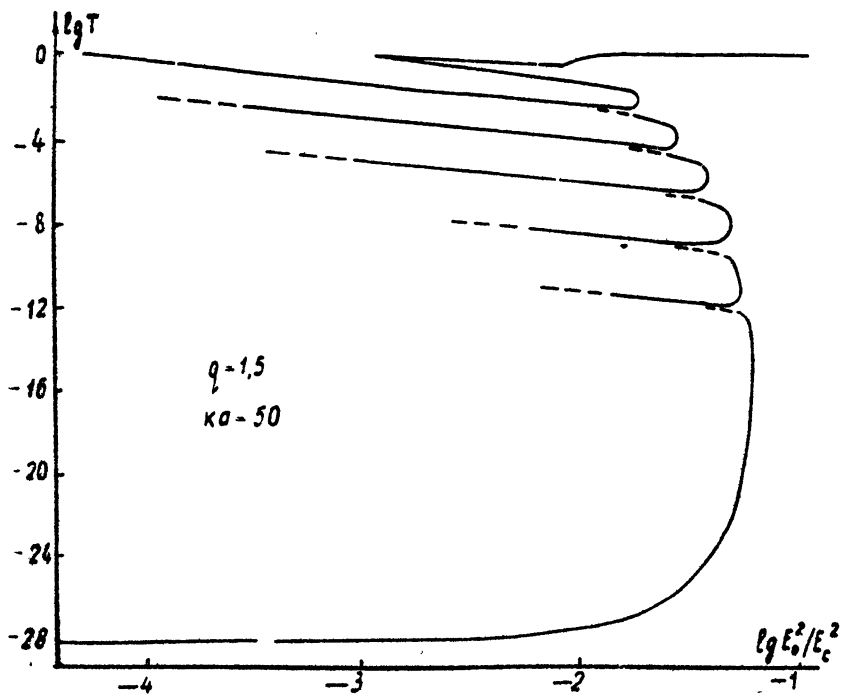


Fig. 2