

01; 09

© 1992

# О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ОБЛАКЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Н.И. Петров

В последние годы большой интерес вызывает исследование квантовых эффектов в классических системах, в частности, эффекта андерсоновской локализации [1]. Для наблюдения локализации волн необходимо выполнение условия  $l_S/\lambda \leq 1$ , где  $l_S$  — длина упругого рассеяния,  $\lambda$  — длина волны. Кроме того, поглощение должно быть мало, т. е. соответствующая длина поглощения  $l_a$  много больше длины волны. Достижение этих условий в конденсированных средах является трудной задачей. Обычно предлагаются среды типа суспензии, взвеси или твердого раствора из прозрачных шариков [2, 3]. Однако сильная локализация в этих экспериментах не наблюдалась. Недавно андерсоновская локализация фотонов была наблюденна экспериментально в смешанной среде металлических и диэлектрических сферических частиц [4].

В настоящей работе показано, что эффекты, связанные с андерсоновской локализацией, можно наблюдать при рассеянии электромагнитных волн на плазменных образованиях, возникающих в облаке заряженных частиц в атмосфере. Показано, что концентрация плазменных образований, их проводимость и сечение рассеяния удовлетворяют условию андерсоновской локализации в узком окне частот СВЧ волн. Исследована зависимость оптимальной частоты волны, при которой выполняются условия локализации, от геометрической формы рассеивателей. Показано, что окно локализации в случае вытянутых рассеивателей шире, чем для сферических.

Рассматриваемая физическая система представляет собою заряженное облако аэрозольных частиц. В естественных условиях такой системой является грозное облако. Заряженное аэрозольное облако может быть получено также в лабораторных условиях [5]. Известно, что заряженные частицы рассеивают электромагнитное излучение гораздо сильнее, чем незаряженные. Сечение рассеяния заряженной частицы растет пропорционально квадрату числа элементарных зарядов  $Z$  [6]. Поэтому сечение рассеяния  $\sigma_S$  может возрасти в  $10^6$ – $10^8$  раза при  $Z=10^3$ – $10^4$ . Однако это сечение все еще недостаточно, чтобы можно было регистрировать радиолокационными приборами. В облаке заряженных частиц возможно существование коронных разрядов в лавинной или стримерной формах [5]. Лавинная корона имеет место при условии, что заряд отдельной частицы превышает некоторую критическую величину  $q_{cr}$ , при которой начинается эмиссия зарядов. Концентрация электронов в лавине составляет  $n_e \approx 10^{12}$ – $10^{13}$  см<sup>-3</sup> [7]. Пространственные размеры лавины

определяются областью, где достигается критическая напряженность электрического поля  $E_{cr} = 24$  кВ/см, необходимая для ударной ионизации в воздухе [8], т. е. зарядом и радиусом частицы. Стримерные разряды в воздухе – это плазменные нитевидные образования длиной  $L \approx 1$  см при атмосферном давлении. Плотность зарядов в стримерных каналах и радиус стримеров составляют, соответственно,  $n_e \approx 10^{14} - 10^{16}$  см $^{-3}$ ,  $a \approx 10^{-2}$  см.

Сечение рассеяния  $\sigma_s$  и поглощения  $\sigma_a$ , а также длины упругого  $l_s$  и неупругого рассеяния  $l_a$  при  $L < \lambda$  можно выразить через поляризуемость  $\alpha$  плазменных образований в поле падающей волны [9]:

$$\sigma_s = \frac{8\pi}{3} k^4 \langle |\alpha|^2 \rangle, \quad \sigma_a = 4\pi k \langle \alpha'' \rangle, \quad l_s = \frac{1}{N\sigma_s}, \quad l_a = \frac{1}{N\sigma_a}, \quad \alpha = \alpha' + i\alpha'' \quad (1)$$

где  $\alpha$  – поляризуемость,  $k$  – волновой вектор,  $N$  – концентрация плазменных образований, знак  $\langle \rangle$  означает усреднение по ориентациям плазменных образований. Поляризуемость плазменных образований определяется их диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , действительная и мнимая части которой имеют вид:

$$\epsilon' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}, \quad \epsilon'' = 4\pi \frac{\sigma}{\omega} = \frac{\nu \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (2)$$

где  $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m)^{1/2}$  – плазменная частота,  $\nu$  – частота столкновений,  $\sigma$  – проводимость,  $\omega$  – частота электромагнитной волны. Характерные параметры плазменных образований, определяющие частотную область локализации, равны  $\omega_p \approx 10^{11} - 10^{12}$  с $^{-1}$ ,  $\nu \approx 10^7 - 10^8$  с $^{-1}$ ,  $L \approx 1$  см,  $a \approx 10^{-2}$  см,  $N \approx 1$  см $^{-3}$ .

В качестве модели стримерных образований рассмотрим стержни длиной  $L$  и радиусом  $a$ , причем  $L \gg a$ . Поляризуемость стержней имеет вид [9]:

$$\alpha_{x,y,z} = \frac{La^2}{3} \frac{\epsilon - 1}{1 + (\epsilon - 1)m_{x,y,z}}, \quad (3)$$

$$\text{где } m_z = \frac{3}{4} \left( \frac{a}{L} \right)^2 \left( 2n \frac{4L}{a} - \frac{7}{3} \right), \quad m_x = m_y = \frac{1}{2}(1 - m_z).$$

Отметим, что оси плазменных образований ориентированы случайным образом. Подставляя (3) в (1), получаем зависимость  $\sigma_s$  и  $\sigma_a$  от частоты  $\omega$ .

В случае эллипсоидальной модели плазменных образований существует точное выражение для их поляризуемости [9]:

$$\alpha_{x,y,z} = \frac{La^2}{3} \frac{\epsilon - 1}{1 + (\epsilon - 1)m_{x,y,z}}, \quad (4)$$

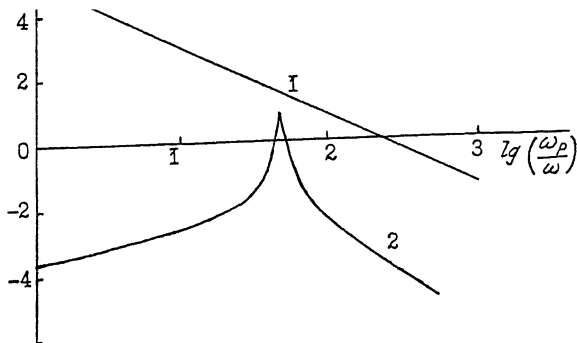


Рис. 1. Зависимости функций  $\sigma_s/\sigma_a$  и  $\frac{\sigma_s N}{k}$  от частоты излучения в случае эллипсоидальной модели плазменных образований. 1 -  $\lg\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_a}\right)$ , 2 -  $\lg\left(\frac{\sigma_s N}{k}\right)$ .

$$\text{где } m_z \approx \left(\frac{\alpha}{L}\right)^2 \ln \frac{L}{\alpha}, m_x = m_y = \frac{1}{2}(1 - m_z).$$

На рис. 1 представлены зависимости  $\lg(\sigma_s/\sigma_a)$  и  $\lg(\frac{\sigma_s N}{k})$  от  $\lg(\frac{\omega_p}{\omega})$  для эллипсоидальных иголочек с параметрами:  $\omega_p = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu = 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $L = 1 \text{ см}$ ,  $\alpha = 10^{-2} \text{ см}$ ,  $N = 1 \text{ см}^{-3}$ . Из рисунка видно, что условие локализации  $\left(\frac{\sigma_s N}{k} \geq \frac{1}{2} \pi\right)$  выполняется в области СВЧ

волн на частотах порядка 20 ГГц. При увеличении длины плазменных образований оптимальная частота локализации уменьшается. Увеличение концентрации иголочек улучшает выполнение условия локализации (частотная область локализации возрастает), причем изменение  $\omega_p$  и  $\nu$  в допустимых пределах на качественной картине поведения кривых не сказывается. При концентрациях, меньших некоторой величины, локализация не проявляется.

В качестве модели лавинных плазменных образований могут быть рассмотрены проводящие сферы. Поляризуемость сфер с радиусом  $\alpha$  имеет вид [9]:

$$\alpha = \alpha^3 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}, \quad \varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' \quad (5)$$

На рис. 2 представлены зависимости  $\lg(\sigma_s/\sigma_a)$  и  $\lg(\frac{\sigma_s N}{k})$  от  $\lg(\omega_p/\omega)$  для сфер с параметрами:  $\alpha = 10^{-1} \text{ см}$ ,  $\omega_p = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu = 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $N = 1 \text{ см}^{-3}$ . Из рисунка видно, что, как и в случае

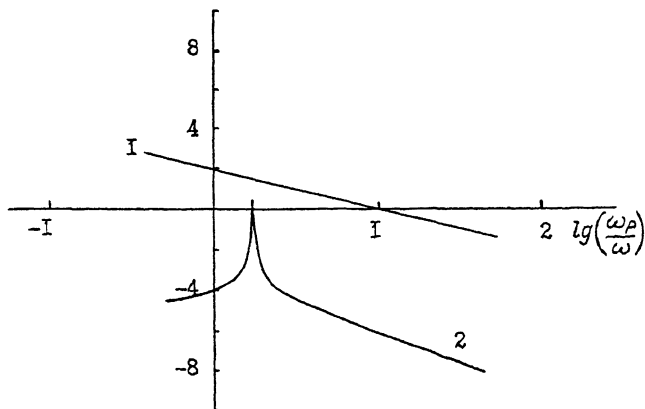


Рис. 2. Зависимости функций  $\sigma_s/\sigma_\alpha$  и  $\frac{\sigma_s N}{k}$  от частоты излучения в случае сферической модели плазменных образований. 1 -  $\lg\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_\alpha}\right)$ , 2 -  $\lg\left(\frac{\sigma_s N}{k}\right)$ .

иглолечек, существует узкая область частот, в которой выполняется условие локализации. В данном случае оптимальная частота локализации равна  $\omega_0 = 57$  ГГц. При увеличении концентрации частиц окно локализации становится шире. Увеличение радиуса сфер приводит к уменьшению оптимальной частоты локализации, а при радиусах частиц меньших некоторого значения локализация отсутствует для всех частот излучения.

Таким образом, в системе плазменных образований, возникающих в заряженном облаке частиц, выполняется условие андерсоновской локализации для волн в СВЧ диапазоне. Физически это соответствует исчезновению коэффициента диффузии для электромагнитной волны. Экспериментально эффект локализации может быть наблюден при изучении рассеяния назад электромагнитного излучения. Наличие локализации может быть установлено также из измерений коэффициента поглощения [4]. Стримерные образования возникают также в окрестности канала молниевых разрядов. Поэтому возможно наблюдение эффекта локализации при локации молнии в СВЧ диапазоне. Эффектом локализации может быть обусловлено сильное отражение электромагнитного излучения от „серебристых“ облаков, расположенных на высоте 86 км в ионосфере [10]. Известно, что „серебристые“ облака состоят из заряженных пылинок, концентрация которых составляет  $N \approx 10 \text{ см}^{-3}$ . Частотная область локализации волн определяется параметрами плазменных образований и их концентрацией. В свою очередь эти параметры зависят от состава газа и давления. Так, в чистом азоте проводимость стримеров существенно больше, чем в атмосферном воздухе. Поэтому, изменяя характеристики среды, можно управлять частотной областью локализации.

Следует подчеркнуть, что локализация имеет место лишь в узком интервале изменений частоты. Эта особенность локализации наблюдалась и в эксперименте [4]. Заметим (рис. 1, 2), что окно локализации в случае иголочек шире, чем для сферических рассеивателей. Кроме того, при случайной ориентации иголочек в пространстве существуют два окна локализации на разных частотах, соответствующих двум перпендикулярным составляющим поля. Так, для случая, рассмотренного на рис. 1, второе окно локализации соответствует частоте излучения 725 ГГц. Таким образом, в экспериментах с игольчатыми рассеивателями в спектре отраженного сигнала должны наблюдаться две интенсивные линии. Это свойство может быть использовано в диагностике рассеивающей среды, в частности, при определении отношения длины к радиусу рассеивателей по известному интервалу частот между двумя окнами локализации.

Автор благодарит И.Н. Сисакяна за полезное обсуждение результатов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] A n d e r s o n P.W. // Philos. Mag. 1985. В 52. Р. 505-509.
- [2] J o h n S., S o m p o l i n s k y H. // Phys. Rev. 1983. В 27. Р. 5592-5596.
- [3] J o h n S. // Phys. Rev. 1985. V. 31. Р. 304-307.
- [4] G e n a c k A.Z., G a r c i a N. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. Р. 2064-2067.
- [5] B a r r e t o E. // J. Geophys. Res. 1969. V. 74. Р. 6911-6915.
- [6] Г а й т л е р В. Квантовая теория излучения. ГИТТЛ, 1940.
- [7] D a w s o n G.A., W i n n W.P. // Zs. Phys. 1965. V. 183. Р. 159-165.
- [8] Л о з а н с к и й Э.Д., Ф и р с о в О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975.
- [9] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- [10] J e n s e n E.J., T h o m a s G.E., B a l s l e y B.B. // Geophys. Res. Lett. 1988. V. 15. Р. 315-318.

Поступило в Редакцию  
17 февраля 1992 г.