

## АНОМАЛЬНОЕ ЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНОЙ ИЗОТОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю.А.Бродский, В.Л.Гольцман, С.И.Нечуев

Приводятся экспериментальные результаты, свидетельствующие о том, что максимальная величина коэффициента поглощения электромагнитной волны, падающей на неоднородную изотропную плазму может превышать значение, равное 0,5, характерное лишь для линейного слоя. Дается качественная интерпретация этого явления.

В отсутствие столкновений линейное поглощение электромагнитной волны ТМ типа, падающей на неоднородный плазменный слой, определяется трансформацией ее в окрестности плазменного резонанса в затухающие плазменные волны [1]. Расчеты, проведенные для плавных в масштабе длины волны слоев [2, 3], а также для линейного слоя [4], послужили основанием считать предельным значение коэффициента поглощения равное 0,5 для любых профилей концентрации.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования поглощающих свойств плазменного слоя, свидетельствующие о возможности согласования его с падающей волной, при котором коэффициент поглощения может достигать значения близкого к единице.

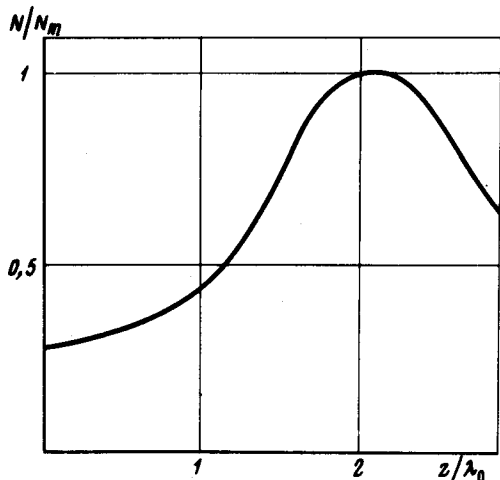


Рис. 1. Осевое распределение концентрации в слое

1. Плазма создавалась с помощью индукционного высокочастотного разряда в атмосфере водорода при давлении  $3 - 4 \cdot 10^{-4}$  тор. Продольное (в направлении оси индуктора) распределение концентрации имело колоколообразный вид с характерной шириной  $L/\lambda_0 \approx 3$  (рис. 1). В поперечном направлении в плоскости индуктора распределение имело протяженный однородный участок диаметром  $\approx 55$  см.

Электромагнитная волна от клистронного генератора десятисантиметрового диапазона мощностью  $10^{-5}$  Вт подавалась на излучатель по вол-

новодному тракту, включающему в себя ответвители, согласующие элементы и вакуумное уплотнение. Относительная ошибка измерения величины отраженного сигнала не превышала 2%.

В качестве излучателя использовался открытый конец волновода размером  $15 \times 15 \text{ см}^2$ . Максимальный поперечный размер области, занятой полем, в пространстве между излучателем и индуктором не превышал  $30 \text{ см}$ , а к границе плазмы поле спадало на  $30 \text{ дб}$ . Таким образом ограниченность поперечного размера плазмы не могла существенно влиять на результаты измерений. Для уменьшения отражения от стенок камеры и ликвидации огибания СВЧ сигналом плазменного слоя камера изнутри была выложена поглощающим материалом.

Прошедший сигнал регистрировался приемной рупорной антенной. Качественные исследования распределения поля внутри камеры производились с помощью подвижного ВЧ зонда, имеющего пространственное разрешение  $\sim 1 \text{ см}$  и нечувствительного к поляризации поля. Определение максимальной концентрации в слое производилось по величине прошедшего сигнала при аппроксимации профиля концентрации выражением для слоя Эпштейна толщиной  $S = 2,5 \lambda_0$ . Этот метод обеспечивал точность  $\Delta N/N \approx 0,3$ . Однако для целей настоящей работы более существенными являлись измерения относительного изменения концентрации (по изменению частоты отсечки), точность которых достигала  $1 - 2\%$ .

2. На рис. 2 приведена зависимость величины прошедшего и отраженного сигналов от концентрации электронов в максимуме слоя  $N_m$ . Как хорошо видно, отраженный сигнал с ростом концентрации, прежде чем выйти на уровень, равный падающему ( $|E_{\text{пр}}^2|/|E_{\text{пад}}^2| = 1$ ), проходит через минимум при  $N_m/N_{\text{кр}} = 1,4$ . Аналогичный минимум наблюдался и на частотной характеристике слоя при фиксированном значении  $N_m$  на частоте  $\omega \approx 1,19 \omega_m^{\text{кр}}$  ( $\omega_m^{\text{кр}}$  — значение критической частоты для максимальной концентрации). Ослабление сигнала в минимуме достигало  $20 \text{ дб}$ .

Для выяснения природы этого явления были проведены качественные исследования распределения поля в плазме, которые показали, что с появлением отраженного сигнала в промежутке между излучателем и индуктором устанавливалась стоячая волна, амплитуда которой с ростом  $N_m$  сначала увеличивалась, а затем по мере приближения  $N_m$  к значению  $1,4 N_{\text{кр}}$  начинала резко падать (что согласуется с уменьшением отраженного сигнала). Одновременно с этим в области критической концентрации появляется максимум поля (рис. 3). На рис. 2, б приведена зависимость амплитуды стоячей волны от  $N_m/N_{\text{кр}}$ , рассчитанная по величине сигнала на зонде. Как хорошо видно, полученная кривая имеет вид аналогичной зависимости  $|E_{\text{пр}}|^2/|E_{\text{пад}}|^2$  от концентрации (рис. 2, а).

Наблюдаемое в эксперименте возрастание поля в точке, где  $\epsilon = 0$  — хорошо известный эффект "разбухания" в области плазменного резонанса, при котором в отсутствие столкновений (в эксперименте  $\nu_{ei}/\omega, \nu_{em}/\omega \sim 10^{-4}$ ) поле может достигать значения  $E/E_0 \approx (r_{de} (\partial\epsilon/\partial z)|_{\epsilon=0})^{-2/3} \approx 10^2 (E_0 - \text{поле падающей волны}, r_{de} - \text{радиус Дебая}, (\partial\epsilon/\partial z)^{-1} \approx 10 \text{ см}),$  а характерный размер области, занятой полем  $\Delta z \approx [r_{de}^2 / (\partial\epsilon/\partial z)]^{1/3} \approx 10^{-1} \text{ см}$ . Поскольку сигнал с зонда пропорционален некоторому усредненному по его размеру значению поля, в нашем случае он мог возрастать в

$V/V_0 \approx E/E_0 \Delta z/e \approx 10$  раз. Наблюдаемое в эксперименте максимальное возрастание сигнала на зонде равно  $V/V_0 = 8,5$ .

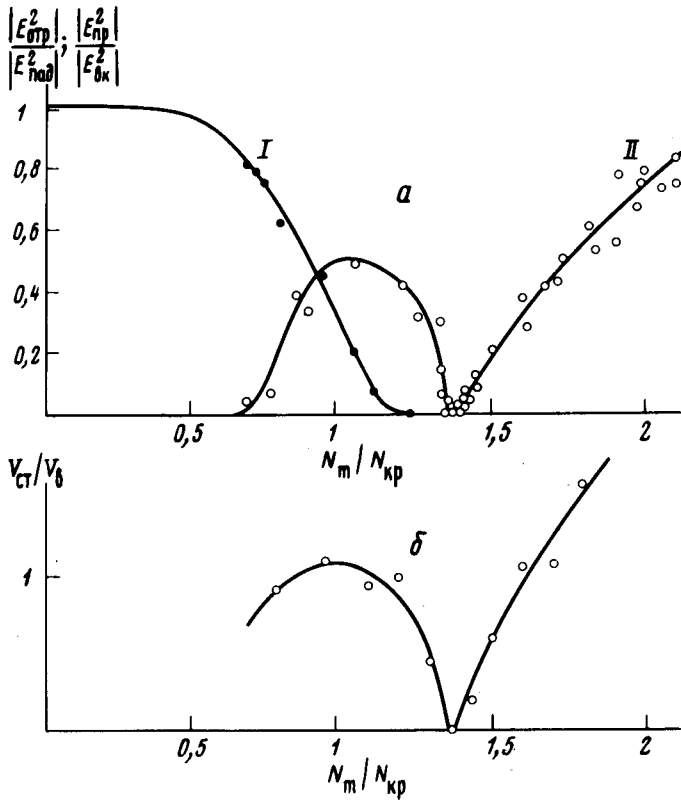


Рис. 2. а – Зависимость величины отраженного (II) и прошедшего (I) сигналов от концентрации плазмы ( $E_{отр}^2$ ,  $E_{пад}^2$ ,  $E_{пр}^2$ ,  $E_{вк}^2$  – соответственно отраженный, падающий, прошедший и прошедший в отсутствие плазмы сигналы); б – зависимость амплитуды стоячей волны, рассчитанной по величине сигнала с зонда и отнормированной на сигнал в отсутствие плазмы, когда зонд расположен на срезе волновода  $V_b$

3. Полученные экспериментальные данные стимулировали более критический подход к анализу теоретических результатов по поглощению волн ТМ поляризации в неоднородных слоях. В частности оказалось (подробности в [5]), что согласованное (безотражательное) поглощение осуществимо в достаточно резких (с масштабами меньшими или порядка длины волны  $\lambda_0$ ) слоях, для которых  $(\partial\epsilon/\partial z)|_{\epsilon=0} < 0$  и  $(\partial^2\epsilon/\partial z^2)|_{\epsilon=0} < 0$  так что модели чисто линейного перехода через  $\epsilon = 0$  являются в этом смысле неоптимальными [1–4]. Соответствующие приближенные условия можно легко понять из следующих качественных рассуждений. В области нераспространения ТМ волны (т. е. за точкой поворота  $z = z_{II}$ ,  $\epsilon(z_{II}) = \chi^2 = \sin^2\theta$ ,  $\theta$  – угол падения волны на слой) имеются два характерных участка, на которых плазма эквивалентна некоторым сосредоточенным емкости  $C$  (на участке  $z_{II} < z < z|_{\epsilon=0}$ ) и индуктивности  $L$

(на участке  $z > z|_{\epsilon=0}$ ), а узкий слой вблизи  $z|_{\epsilon=0}$  вносит некоторое активное сопротивление  $R \approx 1/(\partial\epsilon/\partial z)|_{\epsilon=0}$ . Значения  $L$  и  $C$  могут быть оценены усреднением, что по существу эквивалентно кусочно-однородной аппроксимации профиля  $\epsilon$ . Например для слоев типа  $\epsilon = 1 - (z/l_0)^n$  (кусочно-однородная аппроксимация) в квазистатическом случае они имеют вид

$$\omega L \approx \sqrt{2} \frac{\sqrt{2\chi^2 - 1 - [2 - (1 - \chi^2)^{1/n}]^n}}{[2 - (1 - \chi^2)^{1/n}]^n - 1}; \quad \omega C \approx \frac{1}{2} \chi^2 [1 - (1 - \chi^2)^{1/n}]^n k_0 l_0;$$

$$R \approx \frac{1}{n} \pi \chi^2 k_0 l_0.$$

В этих обозначениях условия согласования записываются обычным образом: в высокочастотном случае ( $R < \omega L$ ) резонанс наступает при  $\omega^2 LC \approx 1$  (\*), а согласование падающего на такой слой поля — при  $L/RC \approx \sqrt{1 - \chi^2}$  (\*\*). В частности для линейного слоя ( $n = 1$ ) получаем известное условие резонанса  $\chi^2 (k_0 l_0)^{2/3} = \text{const}$  и несовместимость этого условия с условием (\*\*), которое и определяет предельное значение коэффициента трансформации. Аналогичные условия безотражательно-поглощения могут быть найдены и для плавных слоев [5].

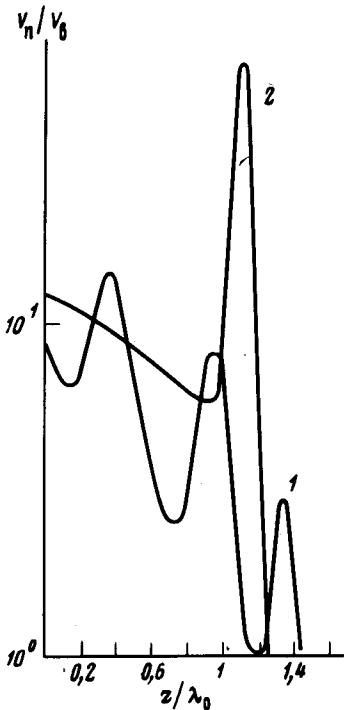


Рис. 3. Зависимость величины сигнала на зонде в присутствии плазмы ( $V_n$ ) от нормированного на вакуумный сигнал ( $V_b$ ) от положения зонда относительно излучателя: 1 —  $N_m/N_{кр} < 1,4$ , 2 —  $N_m/N_{кр} = 1,4$

Разумеется, реальный эксперимент проходит в более сложных условиях, но можно быть уверенным, что при наличии участков с  $(\partial\epsilon/\partial z)|_{\epsilon=0} < 0$  и  $(\partial^2\epsilon/\partial z^2)|_{\epsilon=0} < 0$  на определенных резонансных частотах должен воз-

никать аномальный (по сравнению с участками, где  $(\partial^2 \epsilon / \partial z^2)_{\epsilon=0} = 0$ ) рост поглощения.

Авторы весьма признательны М.А.Миллеру, обратившему их внимание на такую возможность интерпретации результатов эксперимента, и А.А.Жарову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию  
4 октября 1976 г.

### Литература

- [ 1 ] Н.Г.Денисов. ЖЭТФ, 31, 609, 1956.
  - [ 2 ] А.Я.Омельченко, К.Н.Степанов. УФЖ, 12, 1445, 1967.
  - [ 3 ] А.Д.Пиля. ЖТФ, 36, 818, 1966.
  - [ 4 ] А.Я.Омельченко, В.И.Папченко, К.Н.Степанов. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 14, 1484, 1971.
  - [ 5 ] А.А.Жаров, И.Г.Кондратьев, М.А.Миллер (в печати)
-