

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Валуев, Зависимость диэлектрической проницаемости неидеальной плазмы от частоты, *ТВТ*, 1980, том 18, выпуск 2, 422–424

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 44.220.255.141

8 ноября 2024 г., 23:17:35



Изложенный ударноволновой механизм образования мощного импульса излучения относится, конечно, и к обычному  $z$ -пинчу с тем лишь различием, что отражение УВ (кумуляция) происходит на оси камеры. Управление формированием светового импульса на основании этого механизма заключается в следующем. При заданных параметрах цепи разряда  $C_0$ ,  $U_0$ ,  $L_0$  давление в камере  $p_0$  и ее размеры выбираются так, чтобы отражение УВ начиналось вблизи первого нуля тока, т. е. в момент времени  $t \approx 1/2 T_p$  (где  $T_p$  — период разряда). В этом случае (который назван в работе оптимальным) плазма разваливается раньше, чем успевает наступить ее вторичное сжатие, и, следовательно, вторичные световые импульсы не возникают, а задний фронт светового импульса получается достаточно крутым.

Применение на практике этих представлений о механизме разряда и привело к возможности получения короткого, достаточно хорошо сформированного светового импульса. Количественные соотношения, характеризующие процесс, будут опубликованы позже.

Авторы выражают благодарность А. В. Пелевину и В. М. Илюхину за помощь в проведении экспериментов и изготовлении установок.

Москва

Поступило в редакцию  
5 VII 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T. Iwai, M. Ichigami, I. Yoda. Japan J. Appl. Phys., 9, № 5, 516, 1970.
2. Г. И. Белоголовцев, Н. Н. Лянной. ПТЭ, № 4, 217, 1977.
3. В. С. Прокудин, И. В. Антонов, В. Е. Коробов, А. К. Чибисов. Ж. прикл. спектр., 27, 1, 1972.
4. Г. И. Белоголовцев. ПТЭ, № 1, 205, 1977.
5. А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе. Физика сильноточных электроразрядных источников света. Атомиздат, 1976.
6. А. Ф. Александров, О. В. Карпов и др. ТВТ, 16, № 6, 1978.
7. Р. А. Сапожников. Теоретическая фотометрия. «Энергия», Л., 1967.

УДК 533.9

### ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ОТ ЧАСТОТЫ

Валуев А. А.

Вопрос о частотной зависимости диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$  неидеальной плазмы представляет интерес в связи с разработкой новых методов диагностики такой плазмы, например лазерной интерферометрии и лазерного рассеяния. Зная  $\varepsilon(\omega)$ , можно определить также коэффициент поглощения при переходах электронов в непрерывном спектре [1].

В данной заметке диэлектрическая проницаемость вычисляется на основе теории линейного отклика [2] по рассчитанным в [3] методом машинного эксперимента [4] автокорреляционным функциям скоростей электронов в неидеальной плазме  $K(t) = \langle v(0)v(t) \rangle / \langle v^2 \rangle$  (скобки означают усреднение по ансамблю). Зависимость  $\varepsilon$  от волнового вектора  $k$  не учитывается, поскольку длина волны электромагнитного поля при рассматриваемых частотах ( $\omega < 10^{16}$  с<sup>-1</sup>) много больше всех характерных размеров в плазме (среднего межчастичного расстояния  $r_{cp}$ , дебаевского радиуса  $r_d$ ). Строго говоря, это соответствует предельному случаю  $k=0$ .

Здесь рассматривается ситуация, когда возмущением, наложенным на однородную изотропную систему, является внешнее электрическое поле, совпадающее с электрической индукцией  $D(\omega)$ , а откликом — электрическое поле в среде  $E(\omega)$  [5]. При этом функцией отклика будет величина  $\varepsilon^{-1}(\omega)$

$$E(\omega) = \varepsilon^{-1}(\omega) D(\omega) \quad (1)$$

и  $\varepsilon^{-1}(\omega)$  имеет вид

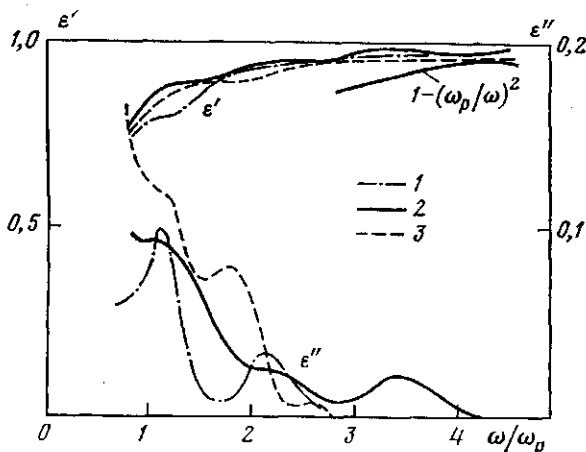
$$\varepsilon^{-1}(\omega) = 1 - 4\pi\chi(\omega), \quad (2)$$

где  $\chi(\omega)$  — поляризуемость, определяемая из соотношения  $P(\omega) = \chi(\omega) D(\omega)$  ( $P(\omega)$  — поляризация среды). Связь между  $\chi(\omega)$  и  $K(t)$  дается соотношением

$$\chi(\omega) = \frac{i\omega_{pl}^2}{4\pi\omega} \int_0^{\infty} K(t) e^{-i\omega t} dt, \quad (3)$$

где величина  $\omega_{\text{пл}}^2/4\pi \int_0^{\infty} K(t) e^{-i\omega t} dt = \kappa(\omega)$  называется электрической восприимчивостью и связывает плотность тока в среде  $I(\omega)$  с приложенным внешним полем  $I(\omega) = \kappa(\omega) D(\omega)$  [2];  $\omega_{\text{пл}} = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m}$  — плазменная частота;  $n_e$  — концентрация электронов.

На рисунке представлены вычисленные по формулам (2), (3) частотные зависимости  $\epsilon'(\omega)$  и  $\epsilon''(\omega)$  для неидеальной плазмы при трех значениях числа электронов в дебаевской сфере  $\zeta_e = 4/3\pi r_D^3 n_e$ , а именно:  $\zeta_e = 0,22; 0,1; 0,05$  для температуры  $T = 10^4$  К (этому соответствуют концентрации электронов  $n_e = 5 \cdot 10^{18}; 2,4 \cdot 10^{19}$



Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты. Для  $\zeta_e$ : 1 — 0,22; 2 — 0,1; 3 — 0,05

и  $9,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Отметим, что вследствие подобия расчетной модели [4]  $\epsilon(\omega)$  как функция приведенной частоты  $\Omega = \omega / \{27(kT)^3 / m_e e^4\}^{1/2}$  зависит лишь от параметра  $\zeta_e$ . Относительная погрешность значений  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  имеет порядок  $\omega_{\text{пл}}^2 / \omega t \Delta$  ( $\Delta$  — статистическая погрешность расчета  $K(t)$ ;  $t$  — время, за которое  $K(t)$  обращается в нуль) и для частот  $\omega \approx \omega_{\text{пл}}$  составляет  $\sim 10$ – $15\%$  для  $\zeta_e = 0,1$  и  $0,05$  и  $\sim 40\%$  для  $\zeta_e = 0,22$  \*. Погрешность для четвертого значения  $\zeta_e = 0,5$ , при котором в [3] рассчитывался автокоррелятор  $K(t)$ , слишком велика, поэтому результаты по  $\epsilon(\omega)$  при  $\zeta_e = 0,5$  не приводятся.

Характерной чертой поведения  $\epsilon''(\omega)$  являются максимумы на частоте, примерно равной  $\omega_{\text{пл}}$ , и на частотах, связанных по предположению [3] с локализацией электронов. При  $\zeta_e = 0,05$  максимум для  $\omega = \omega_{\text{пл}}$  вырожден в перегиб. На зависимости  $\epsilon'(\omega)$  этим частотам соответствуют перегибы. Эти особенности должны повлиять на поведение коэффициентов преломления и поглощения, обусловленных тормозными процессами [1].

С увеличением частоты  $\epsilon'(\omega)$  приближается к асимптотической зависимости  $1 - \omega_{\text{пл}}^2 / \omega^2$ , причем хорошее совпадение наблюдается уже в инфракрасной области частот  $\omega \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Последнее обстоятельство может оказаться важным для диагностики неидеальной плазмы.

В заключение обсудим границы справедливости приведенных результатов при

малых и больших частотах. При  $\omega \rightarrow 0$  интеграл  $\int_0^{\infty} K(t) dt \sim \kappa(0)$  конечен и отличен

от нуля. Тогда из формул (2), (3) следует  $\lim_{\omega \rightarrow 0} \epsilon(\omega) = 0$ , а не  $\infty$ , как это должно

быть для системы, содержащей свободные заряды. Это противоречие связано с наличием в системе при  $\omega = 0$  постоянного электрического тока  $I(0) = \kappa(0) D$ . При этом формально в системе должно постоянно происходить разделение зарядов, согласно  $\partial \rho / \partial t = I$ , что соответствует бесконечной поляризуемости  $\chi(0)$ . Однако фактически изменения физического состояния системы по сравнению со случаем  $I = 0$  не проис-

\* Для контроля правильности расчета  $\epsilon(\omega)$  следовало бы в принципе провести проверку соотношений Крамерса — Кронига для диэлектрической проницаемости, однако из-за обсуждаемой ниже формальной трудности на малых частотах сделать это не представляется возможным. Косвенным подтверждением правильности расчета служит выполнение правила сумм для  $\kappa(\omega)$  (см. [3]).

ходит [6]. Поэтому при вычислении  $\epsilon(0)$  поляризуемость, обусловленную формальным разделением свободных (т. е. дающих вклад в проводимость) зарядов  $\chi_{св}(0)$ , учитывать не нужно, и выражение для  $\epsilon(0)$  примет вид

$$\epsilon(0)^{-1} = 1 - 4\pi \lim_{\omega \rightarrow 0} [\chi(\omega) - \chi_{св}(\omega)]. \quad (4)$$

При  $\omega \rightarrow 0$   $\chi_{св} \rightarrow i\kappa(0)/\omega$ , для простейшей модели плазмы, где  $K(t) = e^{-\nu t}$ ;  $\nu$  — частота столкновений;  $\chi_{св} = (i/\omega) \cdot (\omega_{пл}^2 / 4\pi\nu)$ . При этом значение  $\epsilon(0) \geq 1$  соответствует второму члену разложения  $\epsilon(\omega)$  по степеням  $\omega$  для малых частот [6]. Оно было оценено для неидеальной плазмы в [7]. Отличие  $\epsilon(0)$  от единицы в неидеальной плазме могло бы быть связано с поляризацией локализованных состояний электронов [3].

Таким образом, при частотах  $\omega \ll \omega_{пл}$  (т. е. когда время изменения внешнего поля больше характерного времени разделения зарядов, заряды успевают следить за внешним полем, и в системе может течь квазистационарный ток) значения  $\epsilon(\omega)$ , вычисленные по формулам (2), (3), являются нефизическими и поэтому не приводятся\*.

Со стороны больших частот расчет  $\epsilon(\omega)$  ограничивается тем, что автокоррелятор  $K(t)$  фактически задан таблицей с интервалом  $\Delta t$  между отдельными точками. Поэтому численное Фурье-преобразование имеет смысл, когда частота  $\omega < 2\pi/\Delta t$ .

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
4 V 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Валуев, Ю. К. Куриленков. V Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Аннотации докладов, Киев, 1979.
2. Д. Н. Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика. «Наука», 1971.
3. А. А. Валуев. ТВТ, 15, № 6, 1143, 1977.
4. А. А. Валуев, Г. Э. Норман. ТВТ, 15, № 1, 689, 1977; G. E. Norman, A. A. Valuev. J. Plasma Phys., 21, 531, 1979.
5. Д. А. Куржниц. УФН, 119, 357, 1976.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, 1957.
7. А. А. Валуев. ТВТ, 16, № 1, 193, 1978.
8. P. Martin. Phys. Rev., 161, 143, 1967.

### ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ОКИСИ УГЛЕРОДА

Лондер Я. И., Менахин Л. П., Ульянов Е. Н.

1. В последнее время все большее внимание теоретиков и экспериментаторов привлекает к себе электрический разряд в окиси углерода. Существенное значение при этом имеет баланс энергии электронов, который в значительной степени определяет коэффициент полезного действия различных устройств, использующих окись углерода в качестве рабочего тела. Обычно этот баланс рассчитывается с использованием теоретически вычисленных значений сечений возбуждения вращательных состояний молекулы CO.

В предлагаемой работе проведено измерение эффективности возбуждения вращательных состояний окиси углерода при помощи метода, разработанного в [1] и использованного там для определения эффективности возбуждения вращательных состояний молекулы азота. В интересной с точки зрения практического применения области значений  $E/N \approx 4 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> вложенная в разряд электрическая энергия переходит в тепло через возбуждение и последующую релаксацию вращательных и колебательных состояний молекул CO, а также при упругих соударениях заряженных частиц с молекулами [2, 3]. Для рассматриваемого диапазона  $E/N$  можно написать

$$\eta_{пол} + \eta_{вр} + \eta_{упр} = 1. \quad (1)$$

Здесь  $\eta_{пол}$  — доля энергии, идущая на возбуждение колебательных уровней;  $\eta_{вр}$  — на возбуждение вращательных уровней;  $\eta_{упр}$  — доля энергии, передаваемая через

\* Случай, когда под действием внешнего поля разделение зарядов действительно происходит (на границах проводника), соответствует нулевым стационарному току и полю в среде. В этом случае, учитывая конечную глубину проникновения поля в среду, можно показать с помощью рассмотрения корреляционных функций поля [8], что  $\chi(0) = 1/4\pi$  и  $\lim_{\omega \rightarrow 0} \epsilon(\omega) = \infty$ .