

- [1] Анфиногенов В. Б., Вербицкая Т. Н., Гуляев Ю. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 15. С. 938—943.  
 [2] Анфиногенов В. Б., Вербицкая Т. Н., Гуляев Ю. В. и др. // РиЭ. 1989. Т. 34. № 3. С. 494—499.  
 [3] Казаков Г. Т., Филимонов Ю. А. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 24. С. 1482—1485.  
 [4] Вендик О. Г., Калинин Б. А., Митева С. И. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1981. Т. 24. № 9. С. 52—56.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР Москва

Поступило в Редакцию  
7 июля 1989 г.

01; 04; 09

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

## ЭФФЕКТЫ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОМ СВЧ ПОЛЕ

А. М. Попов, О. Б. Поповичева, Т. В. Рахимова, В. А. Феоктистов

В современной теории, описывающей кинетические процессы в низкотемпературной плазме в постоянных и переменных электромагнитных полях, наиболее интересным и малоизученным является вопрос об определении энергетического спектра электронов в пространственно неоднородных полях, когда он не является однозначной функцией величины электрического поля. Если размеры области неоднородности поля сравнимы с длиной релаксации энергии  $\Lambda_u$  электронов в газе, то необходимо учитывать влияние пространственной диффузии и дрейфового движения электронов на вид функции распределения по энергиям (ФРЭ).

Приближенные решения уравнения Больцмана в двучленном приближении в неоднородном поле анализировались в [1, 2], а в [3] получен ряд автомодельных решений для определенных законов изменения электрического поля. В работе [4] предложен учет нелокальности влияния электрического поля путем замены локального поля  $E(x)$  средним полем на предыдущем участке пути электрона, на котором он набрал энергию для ионизации атома. Необходимо также отметить ряд работ [5—7], содержащих численный расчет нелокальной ФРЭ в приэлектродных областях тлеющего разряда.

При моделировании высокочастотного разряда в [8] в качестве упрощенного рассмотрения предлагалось учитывать влияние нелокальности ФРЭ на величину константы скорости ионизации  $\langle \sigma v \rangle_i$  путем определения из диффузионного уравнения распределения температуры электронов по пространственной координате, полагая при этом, что величина  $\langle \sigma v \rangle_i$  однозначно определяется температурой в данной точке пространства. Зависимость  $\langle \sigma v \rangle_i$  от температуры электронов определялась из решения локального уравнения Больцмана. Однако строгий подход к решению этой проблемы возможен только на основе решения кинетического уравнения для электронов в неоднородном поле.

В настоящее время в литературе практически отсутствуют работы, рассматривающие нелокальное влияние электрического поля на функцию распределения электронов на ранней стадии развития пробоя газа в высокочастотном поле. Такой случай реализуется, например, при исследовании СВЧ пробоя газов при низких давлениях в резонаторе, где электрическое поле меняется в пределах камеры, а  $\Lambda_u$  может оказаться порядка ее размеров [9].

Обычно размножение электронов в газе происходит в результате ионизации атомов или молекул электронным ударом, диффузия же приводит к уходу электронов из области действия поля. Конкуренция этих процессов (в электроотрицательных газах необходимо также учитывать прилипание) определяет пороговое для пробоя значение электрического поля. При этом в стационарном поле порог СВЧ пробоя определяется условием  $\nu_i - \nu_a = D/\Lambda^2$ , где  $\nu_i$ ,  $\nu_a$  — частоты ионизации и прилипания,  $D$  — коэффициент диффузии электронов,  $\Lambda$  — характерный размер порядка области локализации поля. Для цилиндрической геометрии  $\Lambda = r_0/2.405$ , где  $r_0$  — радиус резонатора.

Данная работа посвящена численному решению нестационарного уравнения Больцмана в пространственно неоднородном электромагнитном поле с учетом пространственной диффузии электронов для ряда атомарных (Ar, Ne) и молекулярных газов ( $N_2, O_2$ ) с целью изучения влияния эффектов нелокальности на порог СВЧ пробоя.

Будем считать, что выполнены условия применимости двучленного приближения. Тогда для гармоник функции распределения  $f_0(r, v, t)$  и  $f_1(f, v, t)$  справедливы следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{v}{3} \operatorname{div}_r f_1 + \frac{e}{3mv^2} \frac{\partial f_0}{\partial v} (v^2 e \cdot f_1) + S = 0, \\ \frac{\partial f_1}{\partial t} + v f_1 + v \cdot \operatorname{grad}_r f_0 + \frac{e e}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\varepsilon(r, t) = \varepsilon_0(r) \exp(i\omega t)$  — электрическое поле волны,  $v$  — транспортная частота,  $S$  — интеграл упругих и неупругих столкновений. Предполагаем, что давление газа в резонаторе ограничено условием  $\omega \gg v$ .

Выделяя в (1) слагаемые, медленно зависящие от времени, и переходя к зависимости функции распределения электронов по энергии (ФРЭ), нетрудно получить следующее уравнение для симметричной части ФРЭ (индекс нуль в дальнейшем опускаем):

$$\frac{\partial f \sqrt{E}}{\partial t} = \operatorname{div} (D_r \operatorname{grad}_r f) + \frac{\partial}{\partial E} \left( D_E \frac{\partial f}{\partial E} \right) + S, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} D_r(E) &= \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{E}{3N\sigma(E)}, \\ D_E(E, r) &= \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{e}{3m} \left( \frac{\varepsilon(r)}{\omega} \right)^2 \cdot E^2 \cdot N\sigma(E), \end{aligned}$$

$N$  — концентрация тяжелых частиц,  $\sigma$  — транспортное сечение рассеяния.

Функция распределения нормировалась на электронную плотность

$$\int_0^{\infty} f(E, r, t) \sqrt{E} dE = n_e(r, t). \quad (3)$$

Как видно, полученное уравнение имеет диффузионный характер и в энергетическом, и в координатном пространствах, а  $D_E$  и  $D_r$  имеют смысл коэффициентов диффузии в соответствующих пространствах. Отметим, что именно первый член в правой части уравнения (2) приводит к эффектам нелокальности энергетического спектра. Интеграл неупругих столкновений  $S$  записывается в стандартном виде.

Граничные и начальные условия были выбраны в следующем виде:

$$\begin{aligned} \partial f(E, r=0, t) / \partial r = 0, \quad f(E, r=r_0 \cdot t) = 0, \\ \partial f(E=0, r, t) / \partial E = 0, \quad f(E=E_{\max}, r, t) = 0, \\ f(E, r, t=0) = f_0(E). \end{aligned}$$

Максимальная энергия  $E_{\max}$ , до которой проводился расчет ФРЭ, выбиралась из условия малости  $f(E_{\max})$ . В качестве  $f_0(E)$  выбиралась максвелловская функция с температурой 0.5 эВ. Заметим, что такой выбор  $f_0(E)$  не оказывал влияния на динамику развития пробоя в плазме, так как время установления квазистационарного энергетического спектра всегда было существенно меньше времени пробоя.

В расчетах мы рассматривали пробой в цилиндрическом резонаторе, возбуждаемом на низшей магнитной моде, длина которого много больше его радиуса, так что пространственная диффузия была одномерной.

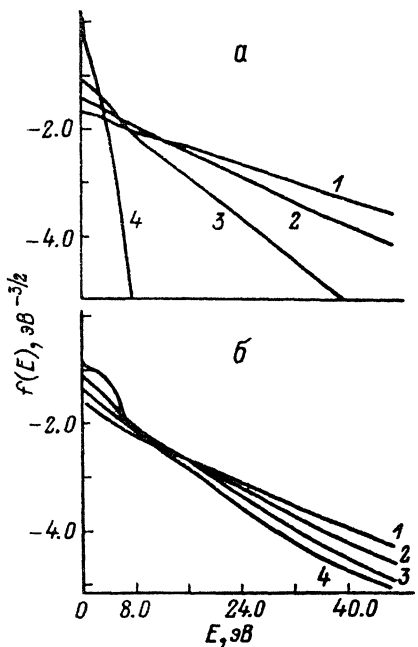
Распределение электрического поля в резонаторе задавалось в виде

$$\varepsilon(r, t) = \varepsilon_0 J_0(2.405r/r_0) \cos \omega t,$$

где  $J_0$  — цилиндрическая функция Бесселя.

Далее в расчетах мы полагали частоту поля равной  $f=10$  ГГц, а  $r_0=1.145$  см. При этом в диапазоне давлений 0.3—3 Тор отношение  $\Lambda_u/r_0 \approx 0.1-1$ .

На рис. 1, а представлены расчеты локальной ФРЭ в кислороде при давлении  $p=0.3$  Тор при пороговом значении поля  $\epsilon_0=2,7 \cdot 10^3$  В/см в различных пространственных точках резонатора. При локальности кинетических процессов изменение функции распределения электронов по пространству определяется только распределением электрического поля в резонаторе. Однако пространственная диффузия электронов приводит к перераспределению электронов. Расчеты нелокальной ФРЭ, проведенные в  $O_2$  при том же давлении газа, представлены на рис. 1, б. Как видно, пространственная диффузия приводит к существенному изменению ФРЭ по всему объему резонатора, причем в центре его происходит обеднение



электронов по пространству определяется только распределением электрического поля в резонаторе. Однако пространственная диффузия электронов приводит к перераспределению электронов. Расчеты нелокальной ФРЭ, проведенные в  $O_2$  при том же давлении газа, представлены на рис. 1, б. Как видно, пространственная диффузия приводит к существенному изменению ФРЭ по всему объему резонатора, причем в центре его происходит обеднение

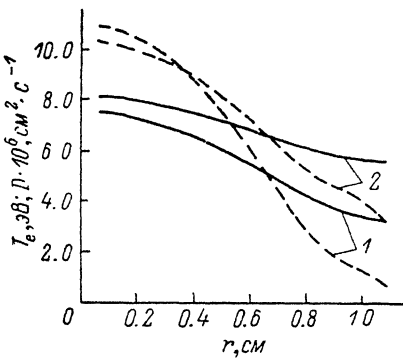


Рис. 1. Расчеты локальной (а) и нелокальной (б) ФРЭ в кислороде в различных пространственных точках.

1 —  $r=0$ , 2 — 0.52, 3 — 0.74 см, 4 —  $r=r_0$ .

Рис. 2. Пространственное распределение температуры электронов (1) и коэффициентов диффузии (2).

Сплошные кривые — расчет по нелокальной, штриховые — по локальной ФРЭ в кислороде.

энергетического спектра быстрыми электронами, в то время как на периферии количество быстрых электронов существенно возрастает по сравнению с локальной ФРЭ.

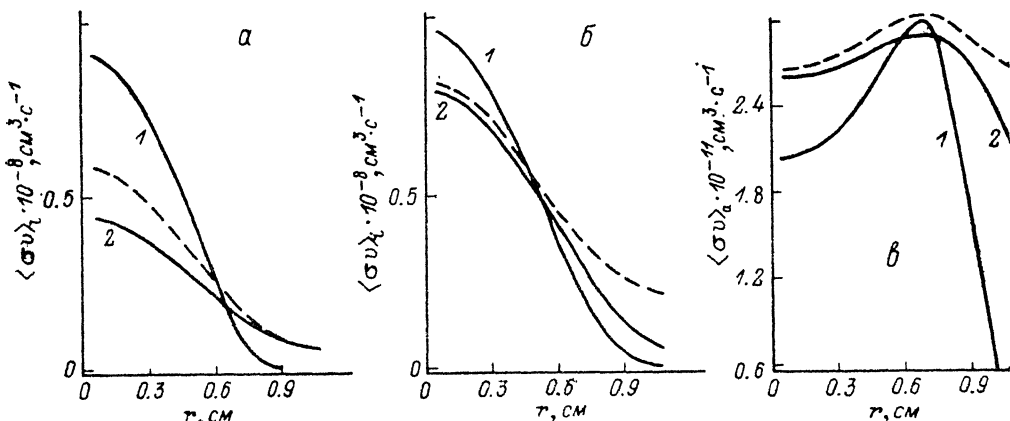


Рис. 3. Пространственное распределение константы ионизации в  $O_2$  (а), в Ag (б) и диссоциативного прилипания в  $O_2$  (в).

1 — расчет по локальной, 2 — по нелокальной ФРЭ, штриховые кривые — квазилокальный расчет.

С практической точки зрения наибольший интерес вызывает влияние нелокальности спектра на величину кинетических коэффициентов и констант скоростей различных процессов. На рис. 2 приведены распределения по радиусу коэффициентов диффузии  $D$  и температуры электронов, рассчитанные в кислороде по ФРЭ, представленным на рис. 1. Простран-

ственные распределения константы ионизации и диссоциативного прилипания для этого же случая приведены на рис. 3. Как видно, нелокальность энергетического спектра оказывает существенное влияние на характеристики плазмы.

Представляет интерес сравнить полученные нами пространственные распределения константы ионизации и диссоциативного прилипания с константами, получаемыми приближенным методом учета нелокальности [8]. Восстановленное по зависимости  $T_e(r)$  пространственное распределение константы скорости ионизации и диссоциативного прилипания в  $O_2$  и константы скорости ионизации в Ar, посчитанные при  $\epsilon_0 = 1.8 \cdot 10^3$  В/см, представлены на рис. 3. Оказалось, что такой метод учета нелокальности ФРЭ дает удовлетворительное согласие полученной константы ионизации с точным расчетом в кислороде на краю резонатора, а в аргоне — наоборот, в центре, в то время как на краю отличие  $\langle \sigma \rangle$  от точного расчета составляет порядок величины. Отличие в расчетах константы диссоциативного прилипания в  $O_2$  составляет  $\sim 40\%$ .

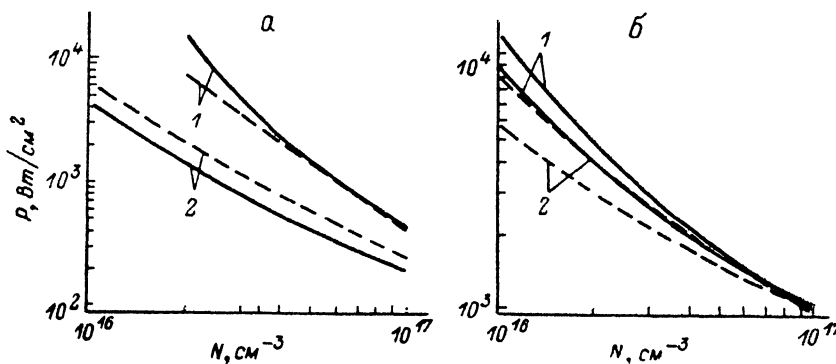


Рис. 4. Зависимость порога СВЧ пробоя газов от давления при учете нелокальности энергетического спектра (сплошные кривые) и в предположении локальной ФРЭ (штриховые кривые).

*a* — He (1), Ar (2); *b* —  $N_2$  (1),  $O_2$  (2).

В заключение остановимся на расчетах порогов СВЧ пробоя газов в цилиндрическом резонаторе. На рис. 4 представлены результаты расчета порогов пробоя во всех исследуемых газах с учетом пространственной нелокальности ФРЭ (сплошные кривые) и в предположении локальности спектра (штриховые кривые). В диапазоне давлений  $< 1$  Тор отличия порогов, рассчитанных по локальной и нелокальной ФРЭ, составлеяет 50%. Причем во всех исследуемых газах, кроме аргона, нелокальность спектра приводит к повышению порога пробоя по сравнению со случаем локальной ФРЭ, что связано с преимущественным уходом из объема быстрых электронов. В аргоне благодаря характерному виду энергетической зависимости упругого сечения медленные электроны диффундируют с большей скоростью. В результате, несмотря на уменьшение константы скорости ионизации в центре резонатора по сравнению с расчетом по локальной ФРЭ, происходят увеличение зоны эффективной ионизации атомов в объеме резонатора и, как следствие этого, понижение порога пробоя [10].

Таким образом, учет пространственной диффузии при расчете энергетического спектра электронов в электромагнитном поле дал возможность обнаружить качественно новые эффекты в поведении электронов в плазме в пространственно неоднородных полях при низких давлениях.

### Список литературы

- [1] Цендин Л. Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 169—177.
- [2] Цендин Л. Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 400—409.
- [3] Александров Н. Л., Волчек А. М., Дятко Н. А. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 334—339.
- [4] Бронин С. Я., Колобов В. М. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 1088—1096.
- [5] Voef I. P., Marode E. // J. Phys. D. 1982. Vol. 15. P. 2169.
- [6] Швейгерт В. А., Швейгерт И. В. // Физика плазмы. 1983. Т. 14. С. 347—352.
- [7] Швейгерт В. А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 1363—369.
- [8] Richards A. D., Thompson B. E., Sawin H. H. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50. P. 492—494.

Научно-исследовательский институт  
ядерной физики  
Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
7 июля 1989 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

## ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРЕМЯАНАЛИЗИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Б. Г. Фрейнкман

В настоящее время при исследовании быстропротекающих процессов широко используют времяанализирующие электронно-оптические преобразователи (ВЭОП) [1]. В работе [2] было показано, что оценка временного разрешения ВЭОП с помощью функции передачи временных модуляций (ФПВМ) дает более реалистичный и надежный результат, чем обычно используемое гауссовое приближение [1, 3, 4]. Однако в [2] ФПВМ определяется путем численного моделирования, что затрудняет исследование предельных возможностей ВЭОП и решение задачи восстановления временного сигнала.

В данной работе изложен численно-аналитический метод определения ФПВМ, позволяющий определить ФПВМ в аналитическом виде. На основе анализа ФПВМ, учитывающей основные хроматические временные aberrации, исследованы предельные возможности ВЭОП.

Как известно, частотные характеристики линейной системы определяются из Фурье-разложения аппаратной функции, являющейся реакцией системы на  $\delta$ -импульс [5]. В ВЭОП аппаратной функцией является распределение плотности тока в развертке изображения мгновенного источника  $j(x)$ . Так как при фотоэмиссии энергия электронов  $U_0 \leq h\nu - w$ , где  $h\nu$  — энергия кванта и  $w$  — работа выхода, то  $j(x)$  будет ограничено. В силу этого Фурье-разложение  $j(x)$  имеет дискретный спектр. В этом случае функция передачи модуляции имеет вид

$$K(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \operatorname{sinc}(\omega x - \pi n),$$

$$\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}, \quad (1)$$

где

$$a_n = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} j(x) \exp\left[i\pi n \frac{2x - x_{\max} - x_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}}\right] dx. \quad (2)$$

Используя закон сохранения числа частиц в элементарном объеме фазового пространства (теорема Лиувилля), преобразуем (2) к виду [6]

$$a_n = \frac{1}{2H} \int_{-H}^H \exp\left[i\pi n \frac{2x(\xi, \vartheta_\rho, \vartheta_x, \psi) - x_{\max} - x_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}}\right] \times$$

$$\times d\xi \int \int \int_{\Omega} \vartheta_x f_e(\vartheta_\rho, \vartheta_x, \psi) d\Omega, \quad (3)$$

где  $H$  — полуширина щели,  $f_e(\vartheta_\rho, \vartheta_x, \psi)$  — функция распределения электронов на катоде,  $x(\xi, \vartheta_\rho, \vartheta_x, \psi)$  — рассеяние развертки изображения мгновенного источника, а  $x_{\max}$  и  $x_{\min}$  — его максимальное и минимальное значения.