

ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМИ НЕСИММЕТРИЧНЫМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ

*Н.А. Азаренков,
А.В. Гапон,
И.Б. Денисенко*

В.Ф. Клепиков

*Физико-технический факультет, Харьковс-
кий государственный университет, пл.
Свободы 4, Харьков 310077, Украина.*

*Научно-технический центр электрофизичес-
кой обработки НАН Украины, Чернышевского
24, Харьков 310002, Украина.*

Исследованы стационарные свойства газового разряда в аргоне, поддерживаемого высокочастотными несимметричными потенциальными поверхностными волнами (ПВ) в режиме амбиполярной диффузии. Рассмотрена слабоионизованная стационарная аргонная плазма, в которой распространяются ионизирующие потенциальные ПВ. Разряд создается в цилиндрической диэлектрической трубке, окруженной вакуумом.

Система уравнений, с помощью которой проведен анализ параметров газового разряда, состоит из уравнений баланса заряженных частиц и их энергий, а также уравнения для потенциала ПВ. Задача решена численно. Получены самосогласованные профили плотности и скорости амбиполярного дрейфа частиц, а также профили электронной температуры, плотности потока тепла электронов и потенциала ПВ.

Газовые разряды, создаваемые и поддерживаемые высокочастотными ПВ, в последние годы интенсивно исследуются. Интерес к ним обусловлен возможностью их широкого применения во многих технологических процессах [1]. Большинство теоретических и экспериментальных исследований, проведенных в этой области, было связано с изучением свойств газовых разрядов, поддерживаемых ПВ с азимутальными числами $m = 0$ и $m = \pm 1$ (где m — азимутальное число ПВ) [1,2]. Менее всего исследованы свойства газового разряда, создаваемого и поддерживаемого несимметричными ПВ с азимутальными числами больше единицы [1]. Но, как показывают эксперименты [3-5] именно с помощью ПВ, которые имеют азимутальные числа больше единицы, возможно создание однородной плазмы в больших объемах. К сожалению, на сегодняшний день теоретическое исследование свойств газовых разрядов, создаваемых и поддерживаемых несимметричными ПВ с $m > 1$ практически отсутствует. Поэтому данная задача является актуальной.

Рассмотрим распространение ионизирующих ПВ в цилиндрическом плазменном столбе радиуса R . Плазма создается и поддерживается ПВ в диэлектрической трубке, окруженной вакуумом. Толщину диэлектрика будем считать малой по сравнению с глубиной проникновения поля ПВ и в дальнейшем его влиянием на свойства ПВ будем пренебрегать. Исследуется слабоионизованный газовый разряд, поддерживаемый высокочастотными потенциальными ПВ ($\omega \gg \nu_{ea}$, где ω — частота ПВ, ν_{ea} — частота упругих столкновений электронов с атомами). В этом случае функция распределения частиц по скоростям близка к Максвелловской [6,7], а доля энергии, передаваемая от ПВ частицам плазмы, мала. Последняя, как известно, пропорциональна декременту затухания ПВ [8]. Будем рассматривать ВЧ волны и влиянием движения ионов на их свойства можно пренебречь. Предполагаем, что уход заряженных частиц из разрядной камеры связан с амбиполярными

диффузионными потерями на внутренних стенках диэлектрической трубки. Рассматриваем стационарный режим разряда, когда существует баланс между рождением частиц благодаря ионизации и их диффузионными потерями. Предполагаем также, что поле ПВ не очень велико так, что основные потери энергии ПВ связаны с возбуждением нейтральных атомов $(2m_e / m_a)v_{ea} \ll \nu_*$ и $\nu_* > \nu_i$ где ν_* — частота возбуждения низшего уровня атома, ν_i — частота ионизации, m_e, m_a — масса электрона и атома, соответственно; и можно использовать линейную теорию для описания свойств ПВ (фазовая скорость волны значительно превосходит осцилляторную скорость частиц в поле ПВ). В качестве рабочего газа будем рассматривать аргон.

Если изменение параметров структуры вдоль оси разряда (ось z) мало (это справедливо для ВЧ волн, поддерживающих цилиндрический плазменный столб, продольные размеры которого превосходят поперечные), система уравнений, описывающая изменение концентрации и температуры электронов вдоль r (вдоль радиуса плазменного столба) может быть сведена к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Она состоит из уравнения, описывающего баланс заряженных частиц, соотношения для баланса энергий электронов и уравнения для потенциала поля ПВ.

Уравнение баланса заряженных частиц имеет вид [7]:

$$\nabla(\bar{u}_A n) - \nu^i n = 0 \quad (1)$$

где n — плотность заряженных частиц, \bar{u}_A — скорость амбиполярного дрейфа заряженных частиц, $\bar{u}_A \approx -D_A(\nabla T_e / T_e + \nabla n / n)$, $D_A \approx 2T_e / (m_i \nu_{ia})$, T_e температура электронов, $\nu_{ia} \approx \frac{8}{3} \sqrt{(2 / 3\pi)n_a s_{ia} \sqrt{6T_i / m_i}}$ [7] — частота ион- атомных столкновений, m_i, T_i — масса и температура ионов, n_a — концентрация атомов s_{ia} — поперечное сечение ион- атомных столкновений. В данной работе предполагается, что резонансная перезарядка определяет процесс ион- атомных столкновений. Это справедливо при энергиях ионов порядка 0,1 эВ [7].

Для слабоионизованного стационарного газового разряда при амбиполярном уходе частиц из плазмы, уравнение, описывающее баланс электронов может быть представлено в виде [7]:

$$(\bar{u}_e + \bar{u}_A) \text{grad} T_e + \frac{2}{3} T_e \text{div}(\bar{u}_e + \bar{u}_A) + \frac{2}{3n} \text{div} \bar{q}_e = -\nu_* U_* + \frac{2}{3} \nu_{ea} m_e u_e^2 \quad (2)$$

где, $\bar{u}_e = e \nabla \Psi / (m_e \omega)$ — осцилляторная скорость электронов в поле ПВ, e — заряд электрона, Ψ — потенциал электрического поля ПВ, $\bar{q}_e \approx -(5n / 2)(T_e / m_e \nu_{ea}) \nabla T_e$ — плотность теплового потока электронов, U_* — энергия возбуждения низшего уровня атома.

Используя соотношение $\vec{E} = -\nabla \Psi$ (где \vec{E} — напряженность электрического поля ПВ) из уравнений Пуассона и уравнений квазигидродинамики нетрудно найти уравнение, описывающее пространственное распределение потенциала ПВ:

$$\text{div}(\epsilon \nabla \Psi) = 0, \quad (3)$$

где $\epsilon = 1 - (\omega_{pe}^2 / \omega(\omega + i\nu_{ea}))$, ω_{pe} — плазменная частота.

Зависимость потенциала Ψ от координат и времени для несимметричных волн ищется в виде:

$$\Psi = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \Psi_m(r) \exp[i(k_3 z + m\varphi - \omega t)], \quad (4)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Из уравнения (3) с учетом (4) можно получить уравнение для радиальной компоненты гармоники потенциала Ψ_m :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \epsilon \frac{d\Psi_m}{dr} \right) - \left(k_3^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) \epsilon \Psi_m = 0, \quad (5)$$

где k_3 — волновое число ПВ.

В данной работе рассмотрен случай, когда возбуждена только одна гармоника ПВ с азимутальным числом m .

Чтобы найти решение системы уравнений (1), (2), (5) необходимо использовать следующие граничные условия:

- 1) На оси разряда радиальные градиенты концентрации и температуры частиц равны нулю (это условие следует из симметрии разряда).
- 2) На границе плазмы с вакуумом предполагается, что потенциал и индукция электрического поля непрерывны.
- 3) На границе $r = R$ скорость амбиполярного дрейфа заряженных частиц u_a равна $\sqrt{T_e / m_i}$. Это условие следует из того, что в режиме амбиполярного дрейфа частиц средняя скорость движения ионов к стенке при $T_e > T_i$ (что справедливо для данной задачи [7]) может превосходить их хаотическую скорость из-за их ускорения в амбиполярном электрическом поле. На расстояниях нескольких длин свободного пробега ионов от стенки это поле создает разность потенциалов порядка T_e / e . Вблизи границы плазмы ионы ускоряются до энергии порядка T_e и их скорость порядка $\sqrt{T_e / m_i}$ [7].
- 4) Предполагается, что плотность потока тепла электронов на стенку при $r = R$ равна: $q_e(R) = T_e(R)(2 + \ln \sqrt{m_i / m_e}) u_A(R) n(R)$ [7], где $f(R)$ — это значение соответствующей величины при $r = R$. Это условие можно получить, приравняв поток тепла на стенку разряда потоку тепла из плазмы [7]. При получении этого граничного условия предполагалось, что на стенку могут пройти только те электроны, скорость которых достаточна для преодоления амбиполярного электрического поля.

Система уравнений (1), (2), (5) решается численно, методом “стрельбы” с использованием метода Рунге-Кутты [9].

Отметим, что при решении системы уравнений (1), (2), (5) в области $r \approx 0$ возникает проблема деления на нуль. Для того, чтобы обойти эту проблему граничные условия задавались не в нуле, а вблизи его, в точке r_0 . Расстояние от оси разряда r_0 было выбрано таким, чтобы обеспечивалась требуемая точность решения задачи. Так как $\nabla n \approx 0$, то в области $r < r_0$ плотность плазмы можно считать постоянной. Это позволяет при $r < r_0$ из уравнения (5) найти аналитическое выражение для потенциала ПВ: $\Psi_m = C_m I_m(k_3 r)$, где C_m амплитуда потенциала электрического поля ПВ. I_m -модифицированная функция Бесселя m -го порядка. В настоящей работе мы рассматриваем плазменные столбы, радиус которых порядка сантиметра. Для таких диаметров плазмы в условиях амбиполярного режима температура электронов практически постоянна вдоль радиуса [7]. Благодаря тому, что температура электронов близка к константе, исходная задача была представлена в виде суммы более простых краевых задач, последовательное решение которых позволило найти решение исходной системы уравнений

Предполагая, что температура электронов - постоянна, в начале мы решается уравнение баланса электронов (1). При этом были использованы граничные условия 1), 3). В результате решения уравнения (1) находим профиль плотности и температуры электронов. Отметим, что выбор величины плотности в центре разряда не влияет на вид профиля плотности и на температуру электронов, что имеет место для амбиполярного режима в случае постоянной температуры [7]. Плотность в центре разряда выбрана таким образом, чтобы обеспечить возможность распространения ПВ. На следующем этапе было рассмотрено распростране-

ние ПВ в плазменном цилиндре с полученным профилем плотности. При этом было решено уравнение (5) с граничным условием 2). В результате решения уравнения (5) при заданных значениях концентрации плазмы на оси разряда $n_0 = 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, концентрации атомов $n_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, значении азимутального числа $m = 5$ и частоте ПВ $\omega = 2,45 \times 2\pi \text{ ГГц}$ находится профиль потенциала ПВ, а также волновое число k_z . Далее рассматривается полная система уравнений (1), (2), (5). Эта система решалась с полученными на предыдущих этапах граничными условиями в центре разряда. Изменяющимся параметром в этом случае является амплитуда потенциала ПВ, при которой удовлетворено граничное условие для плотности теплового потока электронов на границе плазмы. На этом этапе фактически было найдено решение системы уравнений (1), (2), (5). Для верификации полученных результатов была решена полная система уравнений (1), (2), (5) с граничными условиями (1) вблизи оси разряда и найденными вблизи оси разряда значениями потенциала ПВ, температуры электронов, концентрации электронов и значением волнового числа. Далее была проверена выполнимость всех граничных условий при $r = R$.

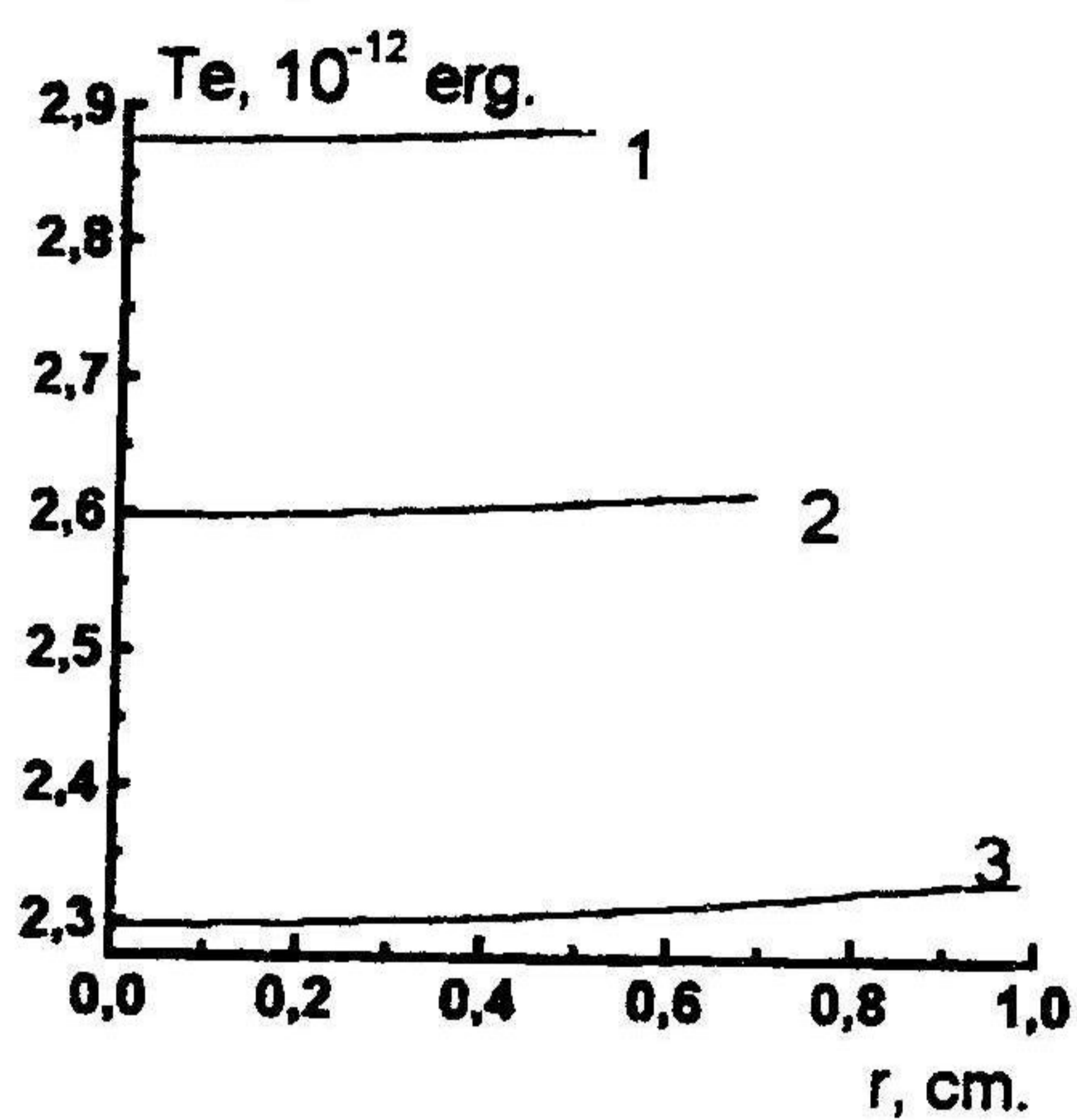


Рис.1.

В результате удалось найти самосогласованное решение системы уравнений (1), (2), (5) для случая, когда температура является слабо меняющейся функцией координаты. Полученные зависимости температуры электронов, амбиполярной скорости движения заряженных частиц, плотности частиц, радиальной компоненты плотности теплового потока электронов от радиальной координаты, произведения потенциала ПВ на заряд электрона представлены, соответственно, на Рис.1-5.

Кривые 1,2,3 получены при радиусах плазменного столба, равных 0.5 см, 1 см, 1.5 см, соответственно. Из графика зависимости температуры электронов от радиальной координаты (Рис.1) видно, что температура электронов практически постоянна вдоль радиуса плазменного столба. Она слабо подрастает на границах разряда по сравнению с ее значением в центре. Это связано с тем, что поле ПВ, нагревающее плазму, максимально у границ разряда. С уменьшением радиуса волновода температура электронов увеличивается. Амбиполярная скорость движения заряженных частиц, как следует из Рис.2, плавно возрастает от нулевого значения в центре разряда до значения $\sqrt{T_e / m_i}$ при $r = R$. Как следует из Рис.2, градиент скорости амбиполярного дрейфа при уменьшении радиуса волновода возрастает. Это связано с аналогичной зависимостью температуры электронов от радиуса волновода. Концентрация электронов имеет вид функции Бесселя нулевого порядка (Рис.3), что и должно быть, когда температура электронов слабо меняется вдоль радиуса волновода [7]. Но концентрация электронов на границе разряда не равна нулю, а лишь отличается меньше, чем в два раза по сравнению с ее значением в центре. Этот результат отличается от результатов работ [1,10]. То, что концентрация электронов при $r = R$ не равна нулю, связано с использованием на этой границе условия для амбиполярной скорости электронов, а не условия $n = 0$. Граничное условие $n = 0$ вытекает из условия $u_a = \sqrt{T_e / m_i}$ только в некоторых предельных случаях [7]. При условиях, рассматривае-

слабо подрастает на границах разряда по сравнению с ее значением в центре. Это связано с тем, что поле ПВ, нагревающее плазму, максимально у границ разряда. С уменьшением радиуса волновода температура электронов увеличивается. Амбиполярная скорость движения заряженных частиц, как следует из Рис.2, плавно возрастает от нулевого значения в центре разряда до значения $\sqrt{T_e / m_i}$ при $r = R$. Как следует из Рис.2, градиент скорости амбиполярного дрейфа при уменьшении радиуса волновода возрастает. Это связано с аналогичной зависимостью температуры электронов от радиуса волновода. Концентрация электронов имеет вид функции Бесселя нулевого порядка (Рис.3), что и должно быть, когда температура электронов слабо меняется вдоль радиуса волновода [7]. Но концентрация электронов на границе разряда не равна нулю, а лишь отличается меньше, чем в два раза по сравнению с ее значением в центре. Этот результат отличается от результатов работ [1,10]. То, что концентрация электронов при $r = R$ не равна нулю, связано с использованием на этой границе условия для амбиполярной скорости электронов, а не условия $n = 0$. Граничное условие $n = 0$ вытекает из условия $u_a = \sqrt{T_e / m_i}$ только в некоторых предельных случаях [7]. При условиях, рассматривае-

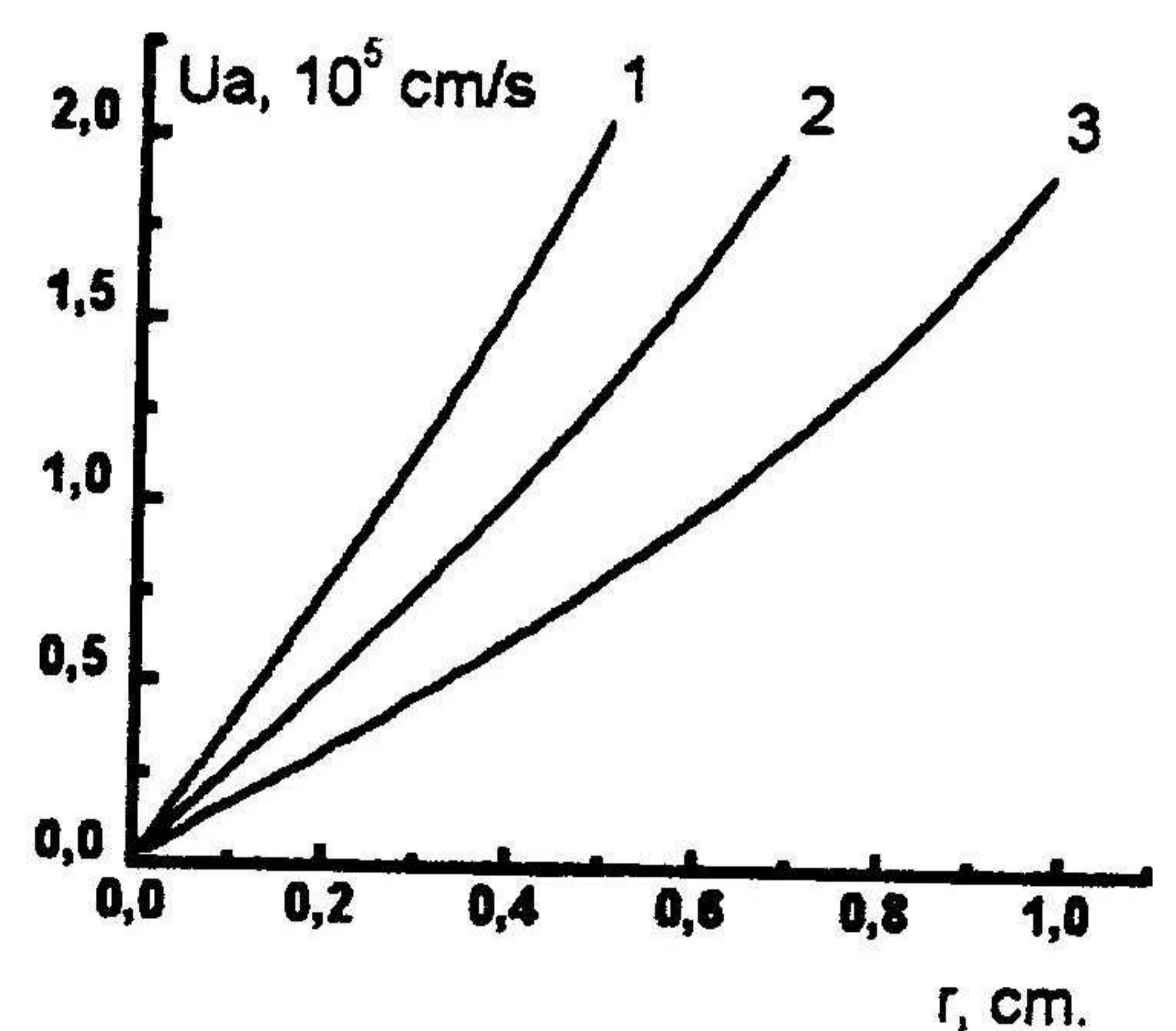


Рис.2.

мых в нашей задаче, концентрация заряженных частиц на границе плазмы $r = R$ не равна нулю. Из зависимости радиальной компоненты плотности потока тепла электронов от радиальной координаты (Рис.4) видно, что вблизи границы $r = R$, на расстоянии равном приблизительно десятой доли радиуса плазменного столба, существует область, где поток тепла отсутствует. Из этой локальной области тепло распространяется к центру плазмы и к границе плазменного столба.

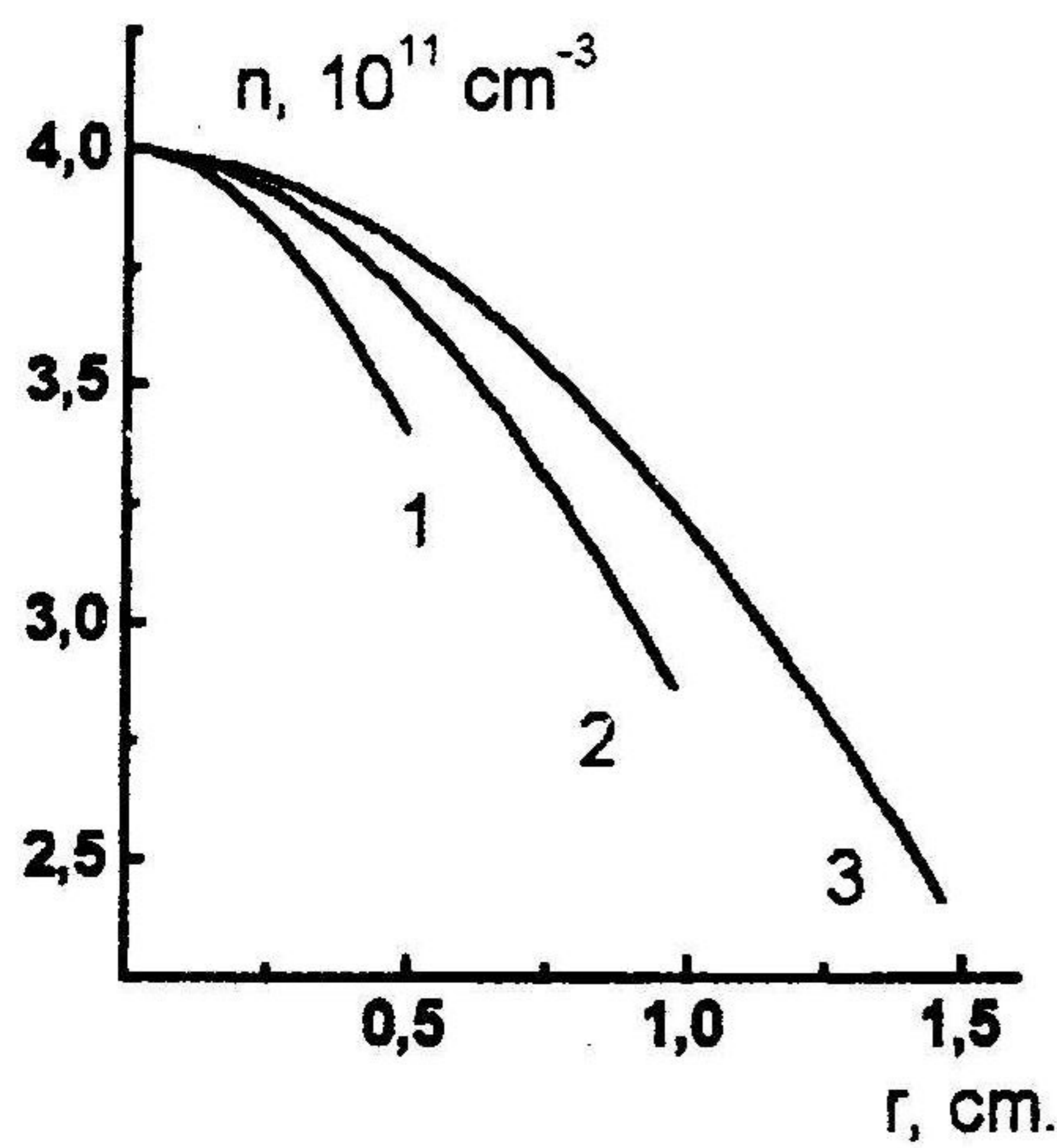


Рис.3.

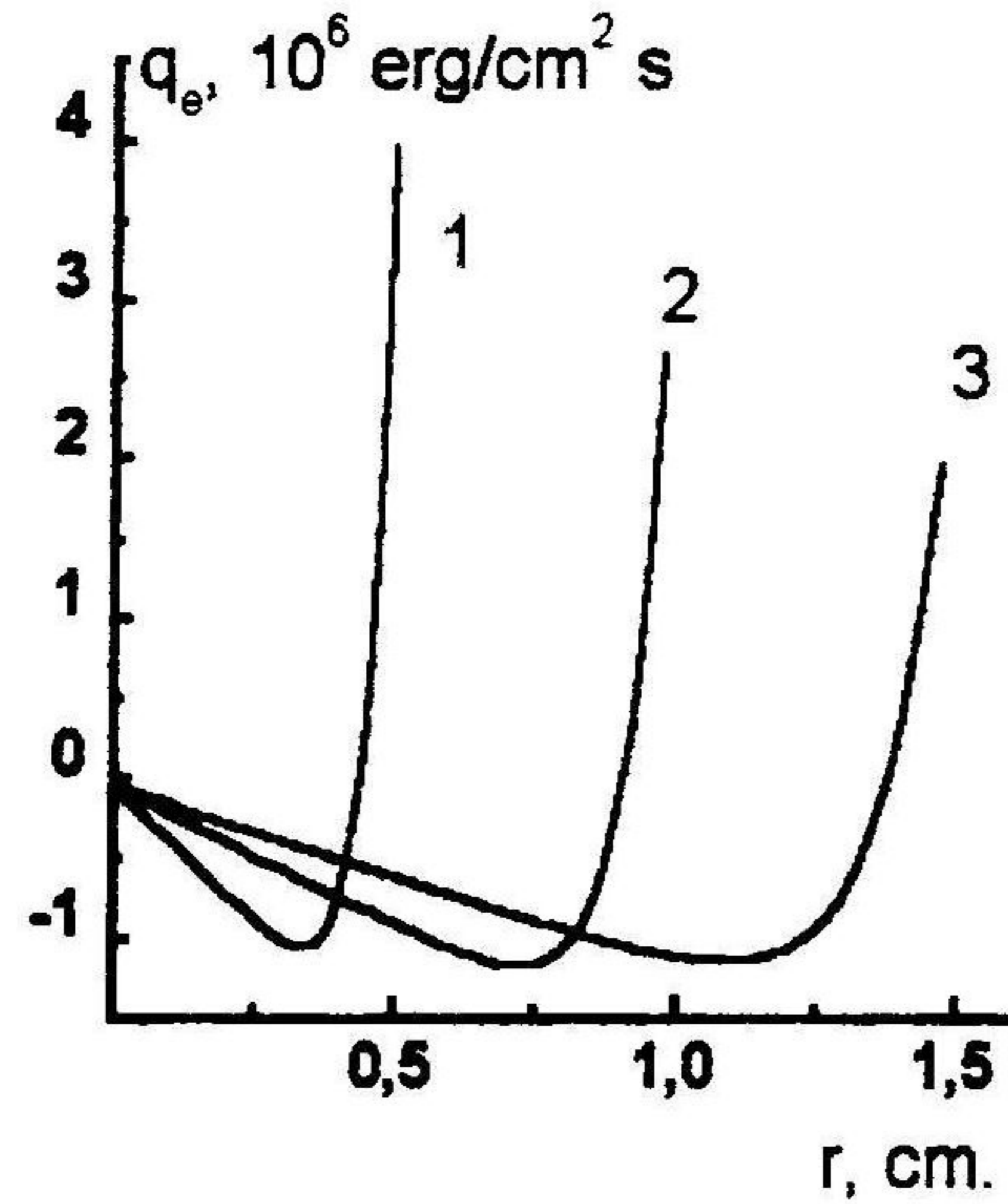


Рис.4

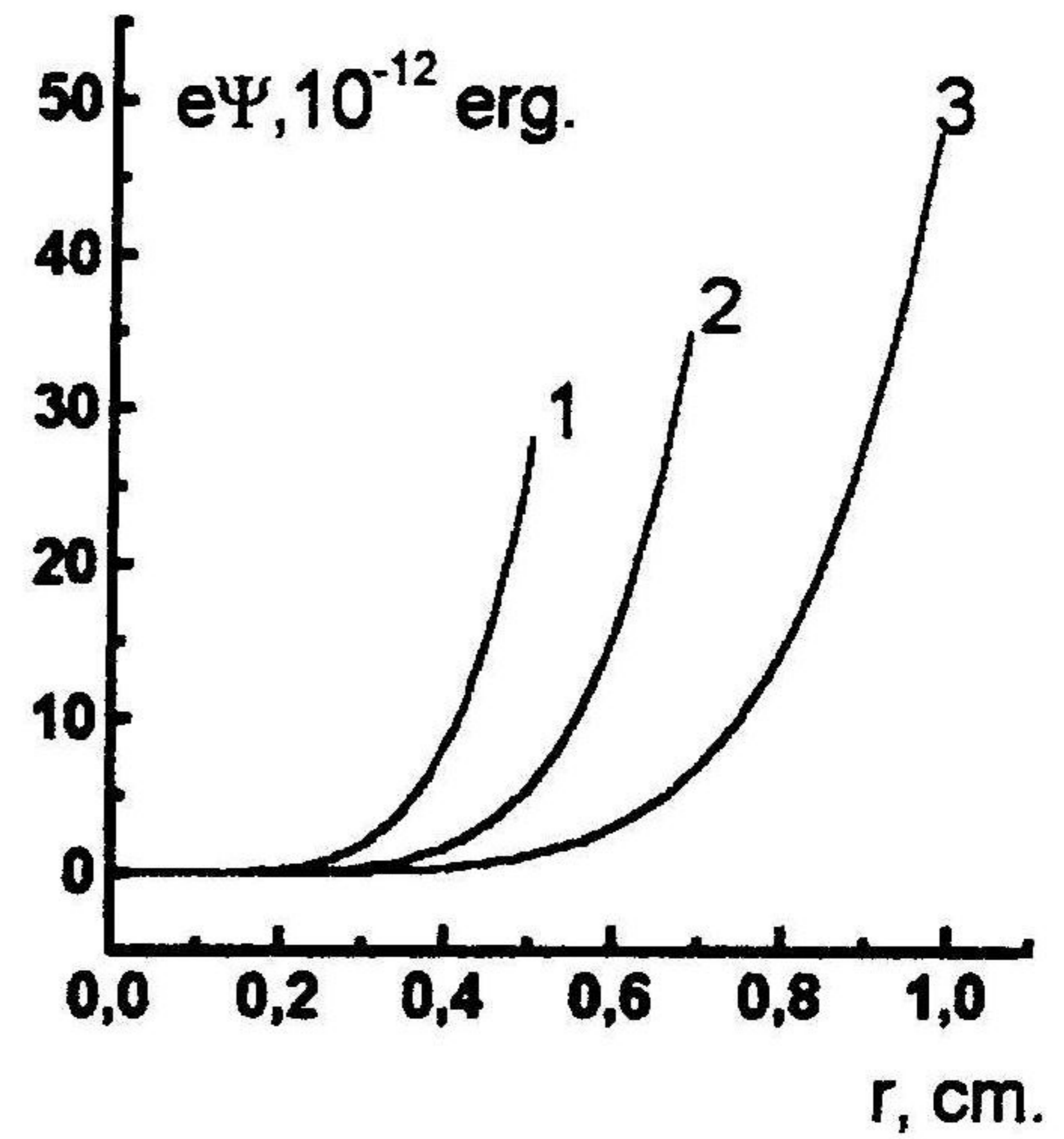


Рис.5.

Эта работа частично поддержана Украинским Научно-Технологическим Центром, проект N 317.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Margot, J. Moisan M., "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications" (Edited by C.M.Ferreira & M.Moisan) (Plenum, New York 1993), **B 302**, 141.
- [2] Atanasov, Zhelyazkov Physics Reports. 1995, **255**, p.79-201
- [3] Viel, V., Bernard, J and Laval, G., J.Phys.D:Appl.Phys. **29**, 1500(1996).
- [4] Korzek, D., Werner, F., Winter, R. and Engemann, J., Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 216 (1996).
- [5] Ikushima, T., Okuno, Y. and Fujita, H., Appl. Phys. Lett. **64**, 25(1994).
- [6] Ferreira C.M. and Loureiro J. J.Phys.D. Appl.Phys.. **16** (1983) 2471-2483.
- [7] В.Е.Голант, А.П.Жилинский, И.Е.Сахаров. Основы физики плазмы. Москва, Атомиздат, 1977.
- [8] А.Н.Кондратенко. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. Москва, Энергоатомиздат, 1985.
- [9] А.Е.Мудров. Численные методы для ПЭВМ. Томск, МП "Раско", 1991.
- [10] Yu.M.Aliev, K.M. Ivanova, M.Moisan and A.P.Shivarova Plasma Sources Sci. Technol. **2** (1993), 145-152.