

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКОГО ЗОНДА ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗА

Дудин С.В.,
Фареник В.И.,
Шевченко А.В.

Харьковский государственный универси-
тет Харьков -310108, просп. Курчатова 31
Научный физико-технологический центр
Харьков -310145, ул. Новгородская 1

Описана численная модель кинетики ионов в приповерхностном слое ленгмюровского зонда, погруженного в слабоионизованную газоразрядную плазму, при произвольных давлениях нейтрального газа, а также при любых соотношениях между толщиной слоя объемного заряда и радиусом зонда. Модель позволяет связать значение ионного тока на зонд, радиальные

распределения потенциала и плотностей заряженных частиц с основными параметрами плазмы. Результаты могут быть использованы как для обработки экспериментальных данных при измерении параметров плазмы, так и для дальнейшего совершенствования теорий приповерхностных слоев в различных газоразрядных системах.

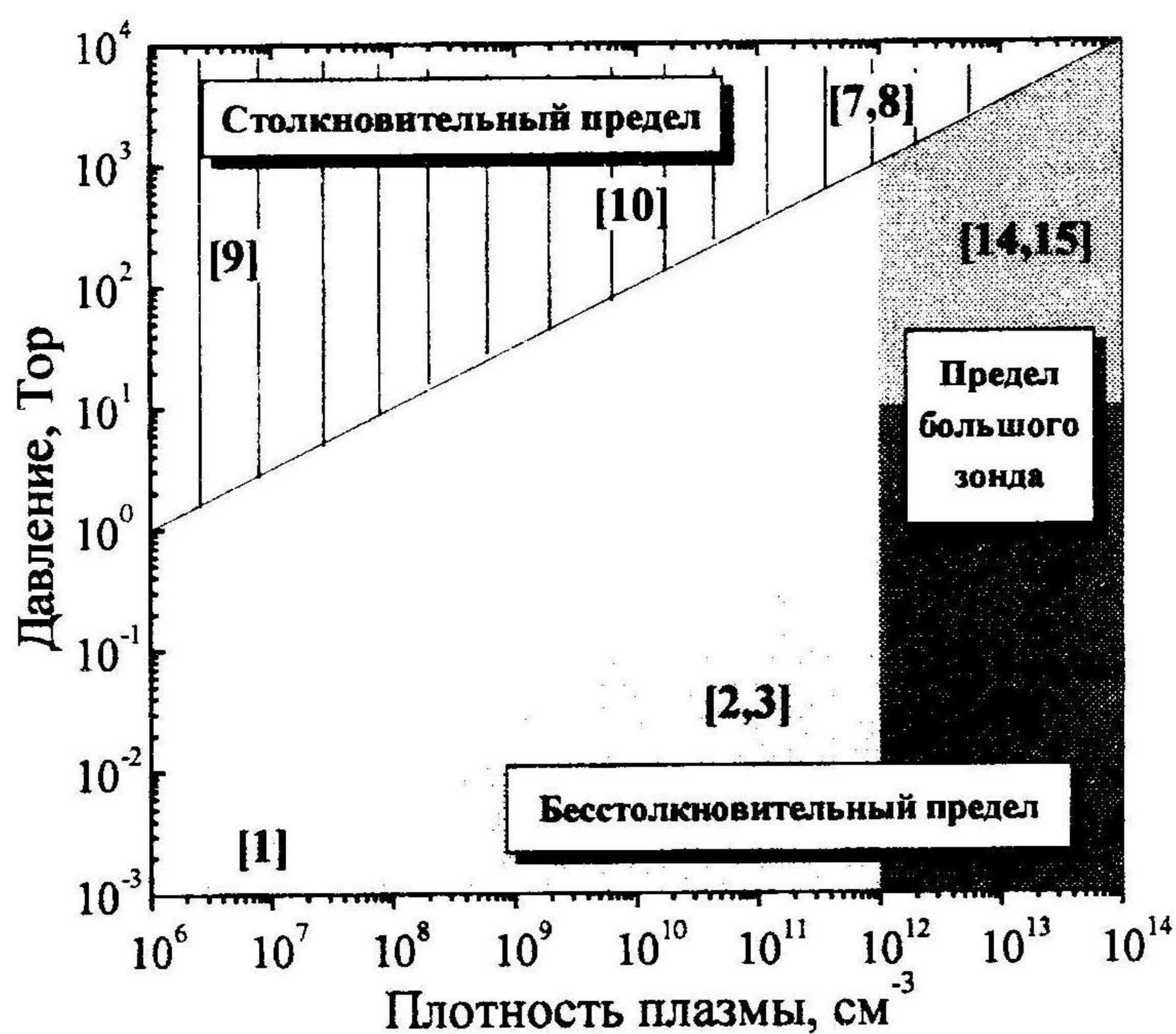


Рис. 1. Область применимости различных теорий расчета ионного тока на зонд при $T_e = 1$ эВ, $T_i = 0,03$ эВ, $R_p = 0,1$ мм, $\phi_p = -10$ В.

режиме) [1-6]. Классические теории для бесстолкновительного предела занимают нижнюю область давлений на рис. 1 (это пионерские работы Ленгмюра, закон Чайлда, теории Бома, Бернштейн и Рабиновича, Лафрамбуаза и др.). Область высоких давлений на рис. 1 занимает другой предельный случай, когда $\lambda \ll R_p$ (зонд работает в режиме сплошной среды). Те-

Методика ленгмюровского зонда известна достаточно давно. Однако, несмотря на большое количество работ, посвященных расчету тока на зонд, погруженный в плазму, в настоящее время не существует теории, которая позволяла бы рассчитывать параметры плазмы при произвольном размере зонда и давлении рабочего газа. Области применимости различных теорий расчета ионного тока на зонд иллюстрирует рис. 1.

Теории зондового тока наиболее развиты для предельного случая низких давлений нейтрального газа, когда длина свободного пробега заряженных частиц λ значительно превышает размеры зонда R_p и призондового слоя R_s (зонд работает в молекулярном

ория в этом случае, пожалуй, еще сложнее, чем в разреженной плазме, и не вполне разработана [6–11].

Между этими областями на рис. 1 лежит область промежуточных давлений, в которой длина свободного пробега сопоставима с размерами зонда и слоя. При этом решение задачи значительно усложняется в силу нелокальной зависимости плотности заряженных частиц от потенциала φ и напряженности электрического поля E , что означает неприменимость гидродинамических приближений и необходимость применения более сложной кинетической теории. В работах [15, 14] были построены модели призондового слоя при промежуточных давлениях, основанные на решении кинетического уравнения, однако, эти модели ограничены случаем большого зонда (область справа на рис. 1).

Очевидно, что существует обширное “белое пятно”, в котором практически отсутствуют достоверные теории. Известно лишь несколько работ, в которых авторы пытаются продвинуться в эту область, модифицируя столкновительные и бесстолкновительные гидродинамические модели [12, 13, 16], однако, их явно недостаточно для практического применения при зондовых измерениях. Между тем, указанный диапазон параметров является рабочим для большой группы газоразрядных систем.

Целью настоящей работы являлось построение теоретической модели ионного тока на цилиндрический ленгмюровский зонд, погруженный в слабоионизованную газоразрядную плазму, при произвольных давлениях нейтрального газа и любом соотношении между толщиной слоя объемного заряда и радиусом зонда. Поскольку точное решение такой задачи затруднительно, при построении модели использовалось несколько упрощающих предположений, которыми определяются границы ее применимости. Распределение электронов по энергиям считалось максвелловским, движение ионов полагалось радиальным, краевые эффекты не учитывались, а из всех типов столкновений с участием ионов учитывалась только резонансная перезарядка, как процесс с наибольшим сечением в области низких энергий ионов.

Основой модели является уравнение Пуассона, в котором плотность электронов определяется распределением Больцмана, а для плотности ионов используется полученное из кинетического уравнения выражение

$$n_i(r) = \frac{I_p}{2\pi L e} \cdot \sqrt{\frac{M_i}{2}} \cdot \left[\frac{1}{\lambda} \int_r^{R_s} \frac{e^{-\frac{r'-r}{\lambda}} \cdot dr'}{\sqrt{e[\varphi(r') - \varphi(r)] + kT_a}} + \frac{e^{-\frac{R_s-r}{\lambda}}}{\sqrt{-e\varphi(r)}} \right]. \quad (1)$$

где I_p — ток на зонд, M_i — масса иона, L — длина зонда, k — постоянная Больцмана, T_a — температура нейтрального газа, R_s — радиус, на котором задаются граничные условия. В этом выражении учитывается распределение ионов по длинам свободного пробега, а также начальные скорости ионов после акта столкновения. Отметим, что данная формула справедлива лишь при выполнении критерия сильного поля $eE\lambda \gg kT_a$. Чтобы определить граничные условия для уравнения (1) в точке R_s , необходимо найти распределение потенциала и плотностей в области, далекой от зонда, где поле уже не является сильным, и

это уравнение неприменимо. В то же время, расчеты показывают, что в этой области выполняется критерий $E/\lambda \gg dE/dr$, и можно применить приближение локальной подвижности:

$$n_i(r) = \frac{I_p}{2\pi r L \cdot e v_i(E/p)}, \quad (2)$$

где p - давление, v_i - дрейфовая скорость иона в электрическом поле, для которой на основании экспериментальных данных [17] была получена аппроксимационная формула:

$$v_i(E/p) = A \cdot \frac{E}{p} \cdot \left(1 + B \cdot \left(\frac{E}{p} \right)^{3/2} \right)^{-1/3}, \quad (3)$$

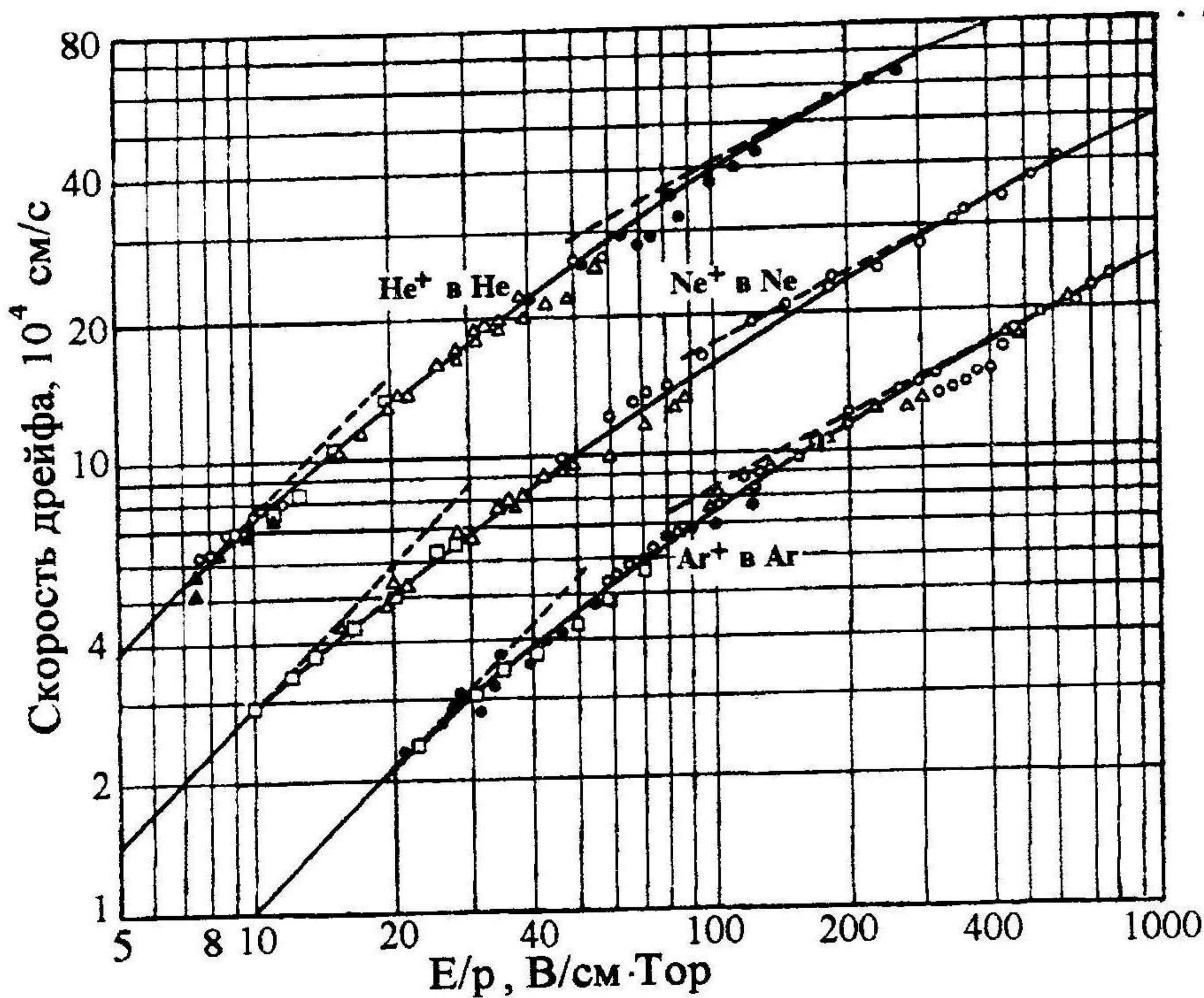


Рис.2. Дрейфовая скорость ионов в электрическом поле. Точками показаны экспериментальные данные различных авторов. Пунктирные прямые — зависимости в приближениях нормальной и аномальной подвижностей. Сплошная линия — аппроксимация согласно (3).

где A и B — подгоночные параметры. Как видно из рис.2, эта формула достаточно хорошо согласуется с результатами эксперимента, а в пределах слабых и сильных полей переходит в выражения для нормальной и аномальной подвижности соответственно.

Уравнение Пуассона, в котором плотность ионов определяется выражением (2), решалось методом Рунге-Кутты четвертого порядка с переменным шагом. При этом на каждом шаге контролировалось выполнение критериев локальности и силы поля. В качестве граничного радиуса R_s выбиралось такое значение r , при котором уже хорошо выполняется критерий сильного поля. В этой точке определялись граничные условия для кинетического интегро-дифференциального уравнения (1) по потенциалу, электрическому полю и плотностям заряженных частиц. Это уравнение также решалось численно методом конечных разностей на персональном компьютере.

На рис. 3, 4 представлены результаты, полученные при помощи описанной модели. Рис. 3а демонстрирует различие между решениями, даваемыми гидродинамической (n_i определяется уравнением 2) и кинетической (уравнение 1) моделями. В области слабых полей эти решения совпадают, и кинетический подход не является необходимым. Однако, при приближении к зонду решения существенно расходятся. Это означает, что гидродинамическая модель не может адекватно описать процессы в призондовом слое при промежуточных давлениях там, где не выполняется критерий локальности поля.

На рис. 4 в виде семейства кривых представлены результаты систематических численных экспериментов, выполненных с использованием представленной модели в широком диапазоне давлений. Анализ результатов расчетов показывает, что при высоких и низких давлении

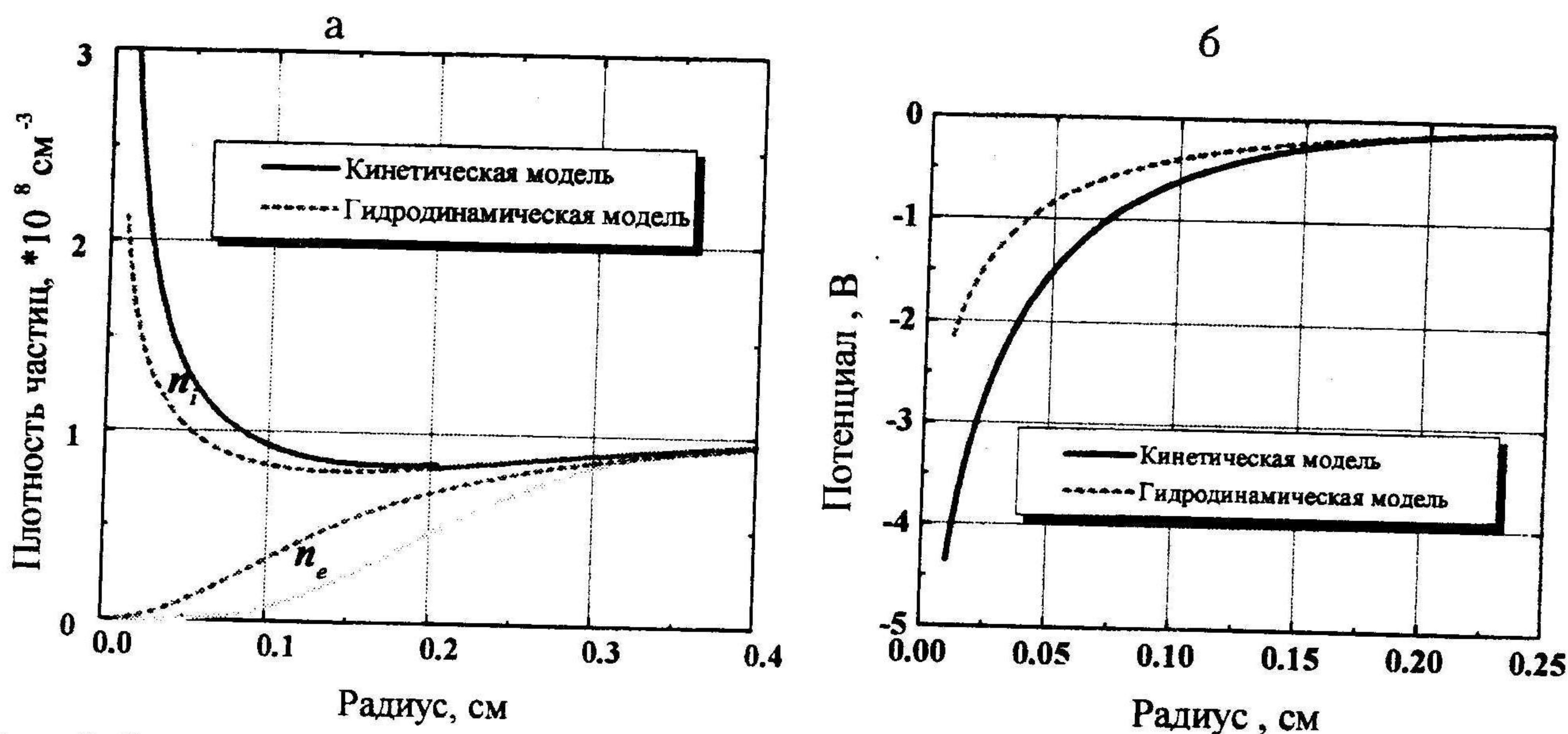


Рис. 3. Типичный вид радиальных профилей плотностей заряженных частиц (а) и потенциала (б) в слое. $T_e=1$ эВ, $T_i=0.03$ эВ, $n_0=10^8$ см⁻³, $R_p=0.01$ см, $L=1$ см, $p=10^{-2}$ Тор.

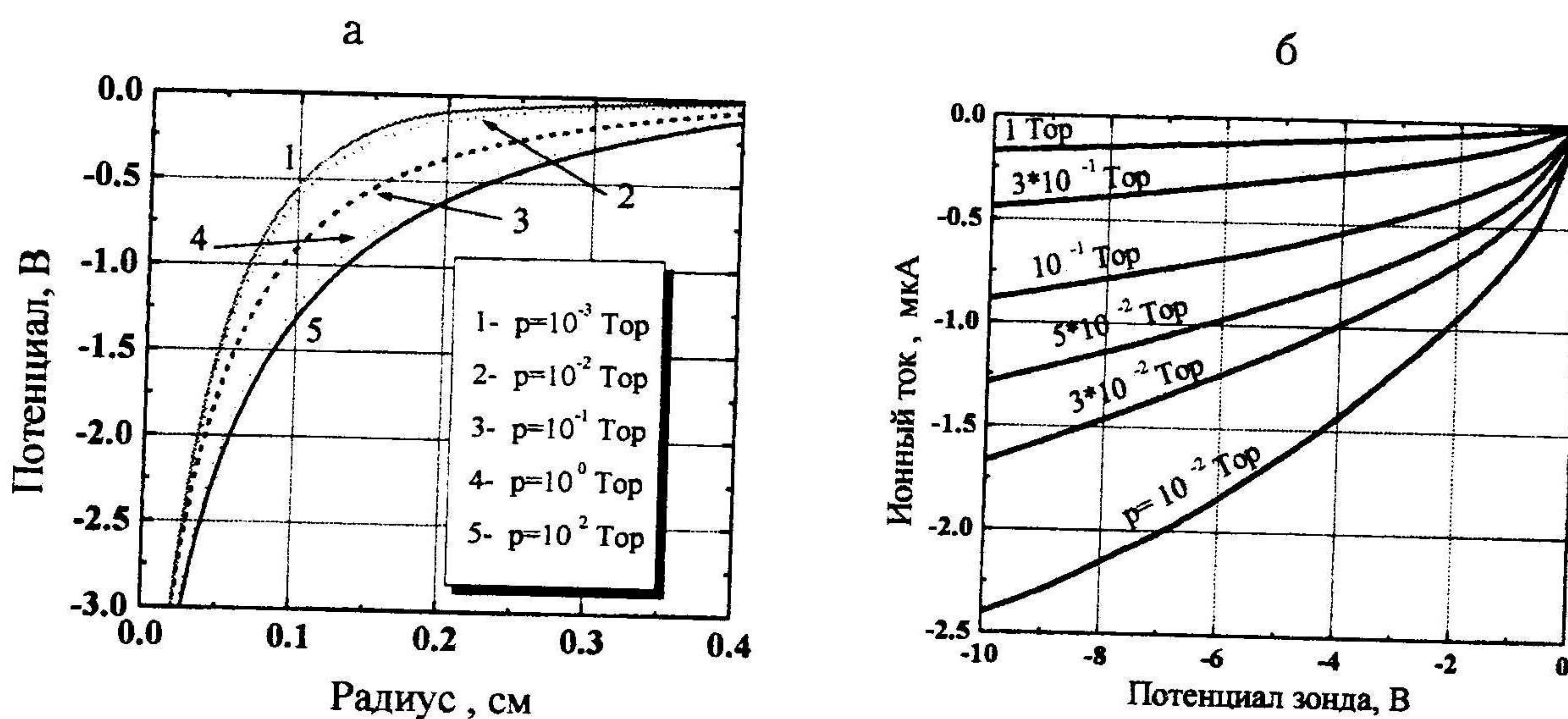


Рис. 4. Эволюция радиального профиля потенциала (а) и ионной ветви ВАХ одиночного цилиндрического зонда при изменении давления нейтрального газа. $T_e=1$ эВ, $T_i=0.03$ эВ, $n_0=10^8$ см⁻³, $R_p=0.01$ см, $L=1$ см. Для рис. 4а $\phi_p=4.5$ В.

ниях пространственное распределение потенциала имеет два асимптотических профиля (кривые 1 и 5 на рис.4а), соответствующих двум режимам работы зонда: столкновительному и бесстолкновительному. При промежуточных давлениях происходит плавное изменение зависимости φ от r между этими асимптотическими профилями.

Рис.4а иллюстрирует еще одну характерную особенность радиального профиля потенциала. В бесстолкновительном пределе потенциал при удалении от зонда быстро выходит на постоянное значение (электрическое поле равно нулю), тогда как при повышении давления поле глубже проникает в плазму, а потенциал постоянно растет (поле не равно нулю при $r \rightarrow \infty$). Это означает, что зонд возмущает не только узкую призондовую область, но и всю плазму, что накладывает специфические требования к выбору граничных условий для модели. При этом задача перестает быть независимой от типа плазмы, и для корректного применения зондовой методики требуется знание механизмов рождения и гибели заряженных частиц в конкретном разряде.

На рис. 4б показана эволюция ионной ветви ВАХ цилиндрического зонда при изменении давления в широких пределах. Характерно резкое уменьшение ионного тока с ростом давления, обусловленное влиянием столкновений на движение ионов. При уменьшении давления ВАХ асимптотически стремится к классической зависимости для бесстолкновительного предела [2,3]. Сравнение результатов описанной модели с данными других авторов [8-13] показало хорошее согласие и в режиме сплошной среды, а также при промежуточных давлениях в пределе большого зонда [15].

ЛИТЕРАТУРА

- [1] L. Tonks, I. Langmuir. // Phys. Rev., V.34, p.876 (1929).
- [2] I.V.Bernstein, I. Rabinowitz // Phys. Fluids. 1959. Vol. 2. P. 112-115.
- [3] J. Laframboise // Rarefied Gas Dynamics, Vol. 2, Ed J.H. de Leeuw, N. Y.:Academic Press, p. 22. (1966)
- [4] S.H. Lam // Phys. Fluids, V.8, N1, p.73 (1965).
- [5] О.В. Козлов Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
- [6] Ф. Чен Электрические зонды. В кн. Диагностика плазмы. Под ред. Р.Хаддлстоуна и С.Леонарда. — М.: Мир, 1967.
- [7] I. M. Cohen. // Phys. Fluids, V6, N10, p. 1492 (1963).
- [8] C. H. Su, S. H. Lam. // Phys. Fluids, V6, N10, p. 1479 (1963).
- [9] R. E. Kiel. // J. Appl. Phys., V40, N9, p. 3668 (1969).
- [10] К.Н. Ульянов // ЖТФ, Т.40, №4, с.790 (1970).
- [11] В. М. Захарова и др. // ЖТФ, Т.30, N4, с. 442 (1960).
- [12] G. Shulz and S. Brown. // Phys. Rev., V98, N6, p. 1642 (1955).
- [13] S.A.Self, C.H.Shih. // Phys. Fluids, V11, N7, p. 1532 (1968).
- [14] K.-U. Riemann. // Phys. Fluids, V24, N12, p. 2163 (1981).
- [15] Б.Я.Мойжес, В.А. Немчинский // ЖТФ, Т.40, №4, с.419 (1970).
- [16] V. Godyak, N. Sternberg. // IEEE Trans. Plasma Sci., v.18, p.159 (1990).
- [17] E. McDaniel, E. Mason, The Mobility and Diffusion of Ions in Gases (Wiley, New York, 1973), Chaps. 5,6,7.