Полученные экспериментальные данные значительно отличаются от того, что закладывалось в оценочный расчет в работе [2]. Если воспользоваться этими данными, то при том же способе проведения оценок максимальная погрешность определения n_e из-за неучета $\Delta\mu_{кв}$ не превышает 15%.

В рамках выполненных экспериментов получены осциллограммы модуляции лазерного излучения на волне 0,63 *мк* при обрыве импульсного разряда в различные моменты времени на квазистационарной стадии. За время быстрого спада тока при срыве разряда выделение тепла в стенке трубки практически не происходит. Поэтому изменением $\Delta\mu_{кв}$ за это время можно пренебречь и считать, что регистрируемое при обрыве тока изменение рефракции вызвано лишь изменением параметров плазмы. Количество циклов модуляции, получаемое при обрыве разряда и в условиях нормально протекающего разряда, отсчитываемое от соответствующего обрыву момента времени, на всех осциллограммах совпадает (см. рис. 2). Это — прямое экспериментальное доказательство того, что по крайней мере на квазистационарной стадии импульсного разряда изменение рефракции кварцевого стекла практически не вносит ошибки в результаты интерферометрического определения состава плазмы.

Москва

Поступило в редакцию
1 II 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Бакеев, Т. П. Нарожная, Р. Е. Ровинский, Н. В. Чебуркин. Радиотехника и электроника, **14**, 1998, 1969.
2. А. Г. Розанов. Оптика и спектроскопия **33**, 1188, 1972.
3. М. Я. Кругер, В. А. Панов и др. Справочник конструктора оптико-механических приборов. ГНТИ маш. лит., М.— Л., 1963.

УДК 533.951

ИОНИЗАЦИОННО-ДИФФУЗИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ КОНЦЕНТРАЦИЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ В ПЛАЗМЕ

Ю. Р. Аланакян

1. Известно, что характер процесса ступенчатой ионизации существенно влияет на ионизационные колебания в плазме. Роль метастабильных атомов в ионизационной устойчивости плазмы исследовалась многими авторами как теоретических, так и экспериментальных работ [1].

В предлагаемой работе найден новый тип ионизационно-диффузионных колебаний, обусловленных процессами ступенчатой ионизации атомов, амбиполярной диффузии заряженных частиц и рекомбинации на стенках. Заметим, что в отличие от рассматриваемого случая, ионизационно-диффузионные колебания в условиях прямой ионизации, исследованные в [2], возможны лишь при наличии в плазме плотного инородного нейтрального газа, не участвующего в процессах ионизации.

Запишем уравнения баланса частиц в плазме, пренебрегая объемной рекомбинацией и принимая простейшую схему атома с одним метастабильным уровнем

$$\partial n_m / \partial t - D_m \Delta n_m = Z_m n_e n - (Z_{mi} + Z_m^*) n_e n_m, \tag{1}$$

$$\partial n_i / \partial t - D_a \Delta n_i = Z_i n_e n + Z_{mi} n_e n_m, \tag{2}$$

$$n_e = n_i, \tag{3}$$

где n_e, n_i, n_m и n — плотности электронов, ионов, метастабильных и нейтральных атомов соответственно; коэффициенты Z_m, Z_m^*, Z_i и Z_{mi} характеризуют процессы возбуждения, девозбуждения, прямой и ступенчатой ионизации соответственно; D_a – коэффициент квазинейтральной амбиполярной диффузии. Поскольку предполагается, что температура электронов значительно больше температуры тяжелых частиц $T_e \gg T$, то $D_a \gg D_m$.

Заметим, что в рассматриваемой задаче исследуются медленные изменения концентраций частиц, обусловленные процессами ионизации и диффузии, поэтому полное давление можно считать однородным по пространству в любой момент времени. Получаем

$$\nabla[(n + n_m + n_i) T + n_e T_e] = 0. \tag{4}$$

Соотношения (1) – (4) представляют собой полную систему уравнений задачи.

Предполагая, что на стенках происходит рекомбинация и девозбуждение, имеем следующие граничные условия:

$$n_i|_\Sigma = n_m|_\Sigma = 0. \tag{5}$$

2. Рассмотрим задачу для случая плоскопараллельного слоя плазмы, ограниченного стенками $x=\pm l$, считая, что плотности частиц зависят лишь от времени и пространственной координаты x. Вначале найдем стационарное пространственное распределение плотностей частиц. При определенных условиях диффузионный член в уравнении (1) пренебрежимо мал в значительной области плазмы и можно считать, что

$$n_{m0}=Z_m n_0/(Z_{mi}+Z_m^*). \tag{6}$$

Утечку метастабильных атомов вследствие диффузии необходимо учитывать лишь в непосредственной близости от границы плазмы. Условия, при которых справедлива формула (6), указаны в работе [3], где подробно исследуется стационарное пространственное распределение метастабильных атомов в положительном столбе газового разряда.

В предположении, что $n \gg n_m$, $n \gg n_e T_e/T$, из уравнения (4) получаем $n_0 \simeq \mathrm{const}$, а уравнение (2) дает следующую формулу для стационарного пространственного распределения плотности ионов (электронов):

$$n_{i0}=A\cos\varkappa x; \qquad \varkappa=\left(\frac{n_0}{D_a}\frac{Z_iZ_{mi}+Z_iZ_m^*+Z_{mi}Z_m}{Z_{mi}+Z_m^*}\right)^{1/2}=\frac{\pi}{2l}. \tag{7}$$

3. Линеаризуя систему уравнений (1) – (4) по малым возмущениям вида $\exp(-i\omega t)$, получаем соотношения

$$D_m\frac{d^2}{dx^2}\delta n_m+i\omega\delta n_m+n_{i0}[Z_m\delta n-(Z_{mi}+Z_m^*)\delta n_m]=0, \tag{8}$$

$$\frac{d^2}{dx^2}\delta n_i+\varkappa^2\delta n_i+\frac{1}{D_a}[i\omega\delta n_i+n_{0i}(Z_i\delta n+Z_{mi}\delta n_m)]=0, \tag{9}$$

$$T(\delta n+\delta n_m)+T_e(\delta n_i-\overline{\delta n_i})=0, \tag{10}$$

где $\overline{\delta n_i}=\frac{1}{l}\int\limits_0^l \delta n_i\,dx$ — усредненная по пространству плотность ионов.

Отметим, что при выводе соотношения (10) использовано условие сохранения полного числа тяжелых частиц

$$\int\limits_0^l(\delta n+\delta n_m+\delta n_i)\,dx=0.$$

Интересуясь областью низких частот, когда $\omega \ll D_a\varkappa^2$, возмущение плотности ионов ищем в виде $\delta n_i=\delta n_i^{(0)}+\delta n_i^{(1)}$, $\delta n_i^{(0)}=a\cos\varkappa x$, $\delta n_i^{(0)} \gg \delta n_i^{(1)}$. Считая далее, что первый член уравнения (8), который характеризует диффузию метастабильных атомов мал ($D_m\varkappa^2 \ll \omega$), и учитывая его методом итераций, из (8) и (10) находим δn_m и δn как функции δn_i. Таким образом, система (8) – (10) сведется к одному уравнению для плотности ионов. Введя безразмерную координату $\varphi=\varkappa x$, получим уравнение вида

$$\frac{d^2}{d\varphi^2}\delta n_i^{(1)}+\delta n_i^{(1)}=-\frac{a(Z_{mi}-Z_i)Z_mA^2T_e}{\varkappa^2D_aT}f(\varphi)\cos\varphi, \tag{11}$$

где

$$f(\varphi)=\frac{i\omega T}{(Z_{mi}-Z_i)Z_mA^2T_e}+$$
$$+\left(\frac{1}{i\omega}\cos\varphi-\frac{Z_i}{(Z_{mi}-Z_i)Z_mA}-\frac{(Z_m^*+Z_m+Z_{mi})A}{\omega^2}\cos^2\varphi\right)\left(\cos\varphi-\frac{2}{\pi}\right)-$$
$$-2D_m\frac{\varkappa^2}{\omega^2}\left(2\cos^2\varphi-\frac{1}{\pi}\cos\varphi-1\right).$$

Определив возмущение плотности ионов из уравнения (11) и положив согласно граничным условиям (5) $\delta n_i(\varphi=\pi/2)=0$, находим дисперсионное уравнение ионизационно-диффузионных колебаний в виде

$$\int\limits_0^{\pi/2}\cos^2\varphi f(\varphi)\,d\varphi=0.$$

Отсюда для частоты $\omega=\omega'+\omega''$ получаем

$$\omega'=0{,}5\left(\frac{T_e}{T}Z_{mi}Z_m\right)^{1/2}A,$$

$$\omega''=-0{,}1Z_iA\frac{T_e}{T}-0{,}5\frac{D_m}{l^2}-0{,}1(Z_{mi}+Z_m^*)A.$$

Сравнивая полученные формулы для частоты колебаний и декремента затухания, можно сделать вывод, что ионизационно-диффузионные колебания плотностей частиц в рассматриваемой задаче возможны при следующих условиях. Во-первых, коэффициент Z_i должен быть малым: $Z_i\ll 5(Z_{mi}Z_mT/T_e)^{1/2}$. Во-вторых, необходима относительно высокая температура электронов и немалая концентрация ионов

$$D_a/D_m(T_e/T)^{1/2}A/n_0\gg(Z_{mi}+Z_m^*)/(Z_{mi}Z_m)^{1/2}.$$

И, наконец, в-третьих, должна быть велика концентрация метастабильных атомов

$$\left(\frac{n_m}{n}\right)^{1/2}\gg\frac{1}{5}\left(\frac{T}{T_e}\frac{Z_{mi}+Z_m^*}{Z_{mi}}\right)^{1/2}.$$

Например, при $T_e/T\approx10^2\div10^3$, $Z_{mi}\approx Z_m^*$ имеем $(n_m/n_0)^{1/2}\gg10^{-2}$. Это достаточно жесткое соотношение, оно выполняется в условиях положительного столба лишь при больших силах тока [3]. В случае мощного ртутного разряда при плотности тока ≈4 *а/см*^{2}, когда $l\approx10$ *см*, а давление газа $\approx10^{-2}$ *мм рт. ст.*, имеем $n_m/n_0\gtrsim10^{-1}$. В этих условиях, видимо, возможны рассматриваемые колебания.

Таким образом, процессы ступенчатой ионизации в ограниченной плазме могут привести к собственным колебаниям плотности частиц. Эти колебания обусловлены определенной взаимосвязью между плотностями электронов, нейтральных и метастабильных атомов.

ВНИИФТРИ

Поступило в редакцию
18 I 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Недоспасов. Успехи физ. наук, 94, 439, 1968.
2. Ю. Р. Аланакян, Ю. М. Айвазян. Ж. эксперим. и теор. физ., 59, 1032, 1970.
3. В. А. Фабрикант. Ж. эксперим. и теор. физ., 8, 549, 1938.

УДК 537.222

К ТЕОРИИ ПУЗЫРЬКОВОГО СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНА В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ

А. Г. Храпак, И. Т. Якубов

Свойства плотных неионизованных газов сильно меняются при инжектировании в них электронов. Например, проводимость обусловливается только этими электронами. Казалось бы она должна степенным образом зависеть от концентрации атомов газа N. Однако такая зависимость проводимости (подвижности) наблюдается лишь для достаточно малых N. На рис. 1 видно, что в He при некотором значении N, которое обозначим далее N_c, при изменении N менее чем в два раза подвижность μ меняется почти на четыре порядка. Этот эффект обсуждался в работах [1–3]. Резкое изменение μ связано с локализацией электронов в элементах объема с концентрацией меньше средней, т. е. в «пузырьках». Образование пузырьков – результат преобладания сил отталкивания во взаимодействии электрона с атомами.

Пузырьки детально изучены в жидком He [4], в котором пузырек имеет форму, близкую к сферической пустой прямоугольной яме, где имеется несколько электронных уровней. Аналогичная модель применялась в работах [1, 3] к плотному газу He, однако значения N_c приблизительно в два раза превышали наблюдаемые. В [2] предполагалась применимость классического рассмотрения состояния электрона в пузырьке. Считалось, что пузырек образуется на базе мелкой, но протяженной флуктуации плотности. Значения N_c, следующие из этой модели, в несколько раз меньше экспериментальных. Попытки добиться совпадения введением подгоночного параметра привели к противоречию – параметр стал зависеть от температуры [5].