

Основные закономерности распада плотной газоразрядной плазмы инертных газов в режиме расширения.

Ч. 1. Динамика ионизационного состояния плазмы и критерий рекомбинационной неравновесности. Экспериментальные исследования распада аргоновой плазмы

© В.А. Жовтянский

Институт газа НАН Украины,
03113 Киев, Украина
e-mail: zhovt@ukr.net

(Поступило в Редакцию 7 мая 2008 г.)

Теоретически и экспериментально исследовано влияние расширения импульсной электродуговой плазмы на ее распад с учетом отклонения от равновесного состояния. Определены динамика ионизационного состояния в распаде плотной расширяющейся плазмы и критерий ее рекомбинационной неравновесности. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментом на примере импульсного электрического разряда в аргоне.

PACS: 52.25.Kn

Введение

Во множестве практически важных случаев существование газоразрядной плазмы сопровождается изменением ее объема. Адекватный учет сопутствующих эффектов достаточно сложен вследствие как нелинейности уравнения состояния плазмы, так и необходимости учета газодинамических эффектов в условиях, далеких от, например, удобных для анализа адиабатических процессов [1]. Представляется поэтому целесообразным провести специальное исследование влияния роли расширения на состояние плазмы.

В настоящей работе в целом исследуется распад плотной плазмы импульсной электрической дуги в аргоне и гелии, начальное состояние которой соответствует локальному термическому равновесию (ЛТР). Благодаря, в конечном итоге, различию потенциалов ионизации и масс этих атомов существенно различаются характерные температуры плазмы T в их атмосферах (около 10^4 и $3 \cdot 10^4$ К соответственно). В сочетании с режимом импульсных исследований это позволяет разделить эффекты, связанные с диффузией и теплопроводностью. Начальное давление газа p_0 в исследуемом объеме составляло от 70 до 1400 Па. С учетом достижимых в импульсном разряде температур плазмы это означает, что давление в его канале могло приближаться к атмосферному.

Незначительного на первый взгляд различия свойств атомов аргона и гелия оказывается достаточно, чтобы в корне различались между собой как характеристики рекомбинационного распада плазмы, так и газодинамические эффекты, связанные с изменением ее объема. Вот почему результаты исследования распада гелиевой

плазмы в открытом импульсном разряде будут изложены в отдельной, второй части этой публикации.

Роль эффектов, связанных с допущением о равновесных свойствах плазмы

Наиболее общие требования, которым должна удовлетворять плазма для достижения ЛТР в условиях неоднородности концентрации электронов N_e , изложены в работах [2,3]. В более поздней публикации [4] представлены критерии возникновения неравновесностей различного типа на основе детального рассмотрения вопросов кинетики процессов в плазме, в том числе — излучения и диффузионных потерь заряженных частиц. В перечисленных работах учитывается, как правило, неоднородность по N_e , являющаяся неким внешним фактором. Реальная пространственно-временная структура плазмы определяется результатом сложного самосогласованного влияния различных ее параметров (в первую очередь, градиентов температуры и давления) и процессов (кроме уже упомянутых диффузионных и излучательных — также теплопроводностью, ионизационно-рекомбинационных и т.п.). Особая роль для плазмы со свободными границами принадлежит гидродинамическим эффектам, определяющим динамику ее пространственно-временной структуры, тем более что характерное время последних может быть сопоставимым с характерным временем рекомбинации плазмы.

Имеет место своего рода парадокс: критерии неравновесности [2–4], имея достаточно общий характер, в силу этих же причин оказываются слабо применимыми для анализа конкретных процессов в реальной лабораторной

плазме. Наиболее важным для этой части работы является адекватный учет диффузионных, излучательных и гидродинамических эффектов. Учитывая, что последние из них являются предметом исследования настоящей работы в целом, в этом разделе охарактеризуем роль двух первых.

Диффузия частиц

Сам вопрос определения диффузионных потерь заряженных частиц из плазмы на стенку является достаточно проблематичным, если он исследуется в отрыве от учета состояния плазмы и роли градиентов ее параметров. В нашей ранней работе [5] была показана ошибочность ряда экспериментальных работ, в которых исследовалась роль диффузионных потерь заряженных частиц в плазме без учета подобных обстоятельств.

Проблема состоит в том, что довольно часто для учета диффузионных потерь в условиях дугового разряда неоправданно применяют соотношение

$$\tau_D = (R/2.4)^2/D_a, \quad (1)$$

где τ_D — характерное время диффузии, R — радиус ограничивающей трубки, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии. При этом забывают, что оно изначально свойственно положительному столбу электрического разряда, скорость рекомбинации заряженных частиц в котором контролируется амбиполярной диффузией на стенку. Применительно к режимам исследований распада неподвижной плазмы в условиях, близких к нашим, это давало значение τ_D существенно меньшее, чем длительность наблюдавшегося распада плазмы, что указывало на гипотетически важную роль диффузии.

Тем не менее, как показано в [5], влиянием амбиполярной диффузии на нарушение ионизационного равновесия в плазме импульсного разряда в аргоне вопреки теоретическим оценкам типа (1) можно пренебречь. Об этом свидетельствовало, в частности, однородное радиальное распределение концентрации электронов $N_e(r)$, существенно отличавшееся от характерного для диффузионного разряда распределения типа функции Бесселя. Важную роль в связи с этим играет пристеночный слой плазмы, эффективно предотвращающий потери заряженных частиц [6–8].

Столкновительно-излучательные эффекты

В плазме отмеченных выше параметров присутствуют частицы второй кратности ионизации, о чем свидетельствует интенсивное излучение ионов аргона ArII и гелия HeII. Это, собственно, и позволило надежно измерять T по значениям относительной интенсивности спектральных линий, излучаемых частицами последовательных кратностей ионизации (ArII и ArI или HeII и HeI). В случае, например, аргона в условиях ЛТР при типичном значении $kT \sim 1$ eV погрешность измерений этим методом не превышает $\pm 2.5\%$, если

даже относительная погрешность исходных данных составляет $\pm 50\%$ [9]. Это следует из анализа выражения для отношения интенсивностей I спектральных линий, излучаемых атомной и ионной компонентами плазмы:

$$\frac{I_{ki}^{(1)}}{I_{mn}^{(0)}} = \frac{A_{ki}^{(1)} g_k^{(1)} \lambda_{mn}^{(0)}}{A_{mn}^{(0)} g^{(0)} \lambda_{ki}^{(1)}} \frac{\Sigma^{(1)} N^{(2)}}{\Sigma^{(2)} N^{(1)}} \exp\left(\frac{E_k^{(1)} - E_m^{(0)}}{kT}\right). \quad (2)$$

Здесь A — вероятность, а λ — длина волны излучения для оптических переходов $k \rightarrow i$ и $m \rightarrow n$; g и E — соответственно статический вес и энергия связи (отсчитанная от границы континуума) верхних уровней переходов с заселенностями N_k и N_m ; N и Σ — концентрация и статистическая сумма частиц в зарядовом состоянии, отмеченном верхним индексом: (0) — для атомов, (1) и (2) — для одно- и двукратно заряженных ионов соответственно.

Относительная концентрация $\omega^{(1)} = N^{(2)}/N^{(1)}$ частиц в последовательных зарядовых состояниях в области перехода от ЛТР к частичному ЛТР (ЧЛТР) выражается обобщенным уравнением Саха [4]

$$\frac{N^{(2)}}{N^{(1)}} = \frac{\Sigma^{(2)}}{Y^{(1)} \Sigma^{(1)}} \frac{1}{N_e} \chi(kT) \exp\left(-\frac{E_1^{(1)}}{kT}\right) = S^{(1)}/Y^{(1)} N_e, \quad (3)$$

где $\chi(kT) = 2(2\pi m_e kT/h^2)^{3/2}$ — множитель Саха, $S = S(T)$ — зависящая от температуры константа ионизационного равновесия, а $Y^{(1)}$ характеризует отклонение текущего значения $\omega^{(1)}$ в ЧЛТР-плазме от ее значения $\omega_{eq}^{(1)}$ для случая ионизационного равновесия при заданных T и N_e :

$$Y^{(1)} = \omega_{eq}^{(1)}/\omega^{(1)}. \quad (4)$$

В состоянии ЛТР $Y \equiv 1$, что позволяет проводить, согласно (2), температурные измерения в плазме любых веществ по интенсивностям спектральных линий на основе соотношения (3), если известно N_e . Проблема состоит, однако, в том, что такая плазма в процессе расширения и/или распада при уменьшении N_e подвержена, в первую очередь, отклонению от равновесного распределения возбужденных состояний вследствие максимального энергетического зазора $E_1^{(1)} - E_2^{(1)}$ между их основным и резонансным состояниями [4].

Проблему количественных измерений T , согласно (2), в гелиевой плазме в условиях отклонения от ЛТР позволяют решить расчеты [10,11], в которых детально учтена кинетика столкновительно-излучательных процессов и самопоглощение излучения. Применительно к задаче обеспечения высокоточных температурных измерений в плотной плазме других инертных газов нами ранее был предложен метод подобия для определения характера отклонений от ЛТР за счет потерь излучения [9] исходя из известных расчетов для гелиевой плазмы [11], и получены коэффициенты подобия. При этом исключается необходимость проведения скрупулезных численных

расчетов кинетики переходов между энергетическими уровнями частиц.

Суть метода иллюстрирует рис. 1, а, на котором представлены вспомогательные температурные кривые для гелия в функции от N_e для различных отноше-

ний интенсивностей спектральных линий HeII 468.6 и HeI 471.3 nm с использованием расчетных данных [11] для отношений $N^{(2)}/N^{(1)}$. В обширном интервале изменения N_e ($10^{16} - 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) каждая из температурных кривых с погрешностью не более $\pm 2.5\%$ (области погрешности заштрихованы) может быть аппроксимирована отрезком прямой, параллельной оси абсцисс. Таким образом, при определении T можно использовать характерное для ионизационного равновесия отношение $N^{(2)}/N^{(1)}$ при фиксированном значении $N_e^{**} = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ практически независимо от значения температуры. Это означает, что в указанной области изменения N_e справедливо соотношение

$$Y^{(1)}N_e \approx N_e^{**} = \text{const.} \quad (5)$$

Следовательно, в области перехода от ЛТР к ЧЛТР результат измерения температуры по относительным интенсивностям спектральных линий последовательных кратностей ионизации в отличие от ЛТР практически не зависит от текущего значения N_e .

Основная предпосылка развитого нами метода подобия состоит в качественном сходстве структур водородоподобного иона гелия и ионов других частиц с учетом того, что так или иначе наибольший энергетический зазор во всех этих случаях примыкает к основному состоянию. Это позволяет при определении заселенностей уровней не рассматривать всю совокупность столкновительных и излучательных процессов, связанных с данным уровнем, а ограничиваться только доминирующими. Надежность этого подхода значительно возрастает благодаря включению в него метода модифицированного диффузионного приближения [4], позволяющего точно учитывать переходы между соседними уровнями и приближенно — между последующими (см. [9]).

В этих допущениях коэффициенты подобия имеют вид [9]:

$$T^*/T = E_1^*/E_1 = A, \quad (6)$$

$$\frac{N_e^*}{N_e} = \left(\frac{\mu}{\mu^*}\right)^{0.25} \left(\frac{\Lambda}{\Lambda^*}\right)^{0.5} \left(\frac{E_1}{E_1^*}\right)^{0.4} \left(\frac{E_1^* - E_2^*}{E_1 - E_2}\right)^{2.9} = B, \quad (7)$$

$$\frac{N^{(2)*} N^{(1)*}}{N^{(1)*} N^{(2)}} = \left(\frac{\mu^*}{\mu}\right)^{0.25} \left(\frac{\Lambda^*}{\Lambda}\right)^{0.5} \left(\frac{\Sigma^{(2)*} \Sigma^{(1)}}{\Sigma^{(1)*} \Sigma^{(2)}}\right) \times \left(\frac{E_1^*}{E_1}\right)^{1.9} \left(\frac{E_1 - E_2}{E_1^* - E_2^*}\right)^{2.9} = C. \quad (8)$$

Здесь параметры для всех плазмообразующих веществ — кроме гелия — имеют знак (*), Λ — характерный размер плазмы (в случае цилиндрического объема $\Lambda = R$), μ — атомный вес. Подразумевается, что во всех формулах (6)–(8) энергии уровней относятся к ионам.

Так как для плазмы всех веществ в области отклонения от ЛТР также следует ожидать справедливости (5), то задача измерения T сводится, таким образом, к определению N_e^{**} , согласно (7). Для характерного здесь

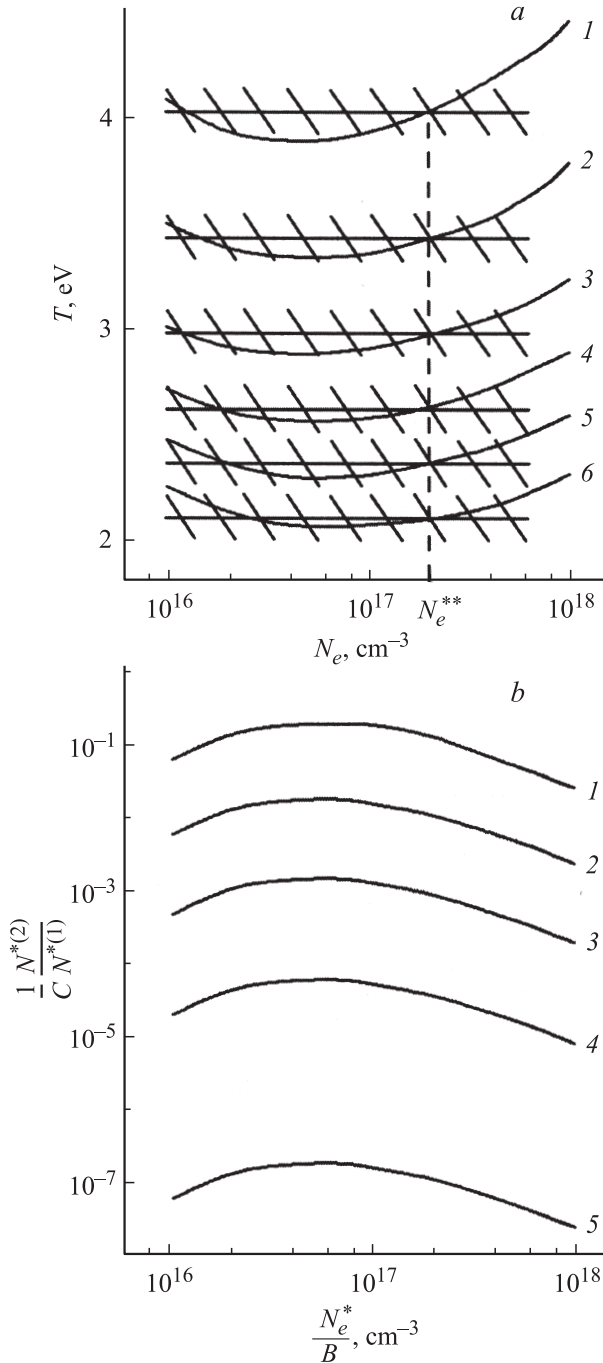


Рис. 1. Вспомогательная расчетная зависимость температуры плазмы от концентрации электронов при различных отношениях интенсивностей спектральных линий HeII 468.6 и HeI 471.3 nm (а) и отношении плотностей ионов для различных веществ при $\Lambda = 1 \text{ cm}$ (б): а — $I^{(1)}/I^{(0)} = 10$ (1), 1 (2), 10^{-1} (3), 10^{-2} (4), 10^{-3} (5) и 10^{-4} (6); б — $T^*/A = 4$ (1), 3.5 (2), 3 (3), 2.5 (4) и 2 eV (5).

радиуса аргоновой плазмы $\Lambda \sim 1$ см для нее этот параметр составляет $N_e^{**} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ независимо от температуры. Исходя из этого легко получить расчетную зависимость для определения температуры аргоновой плазмы по относительным интенсивностям спектральных линий ArII и ArI, где ее изменению в пределах 0.9–1.4 eV соответствует изменение отношения интенсивности спектральных линий на четыре порядка [9]. Эту зависимость удобно использовать для интерпретации результатов температурных измерений в расширяющейся плазме в аргоне.

Если вносимая за счет аппроксимации (5) дополнительная погрешность измерений является неприемлемой, то нужно применить коэффициент подобия S для величин $N^{(2)*}/N^{(1)*}$ (8) и определить температурные кривые для требуемого вещества, согласно (2). Это иллюстрирует рис. 1, b , который воспроизводит фактически результаты работы [11] с применением коэффициентов A , B и C для индивидуальных веществ согласно (6)–(8).

Ионизационное состояние расширяющейся плазмы

Рассмотрим однородную плазму, которая в начальный момент t_0 занимает объем V_0 и ее состояние описывается обобщенным уравнением Саха (3). Считаем, что плазма находится в состоянии ЛТР по отношению к атомной компоненте и ЧЛТР — по отношению к ионной компоненте, т.е. $Y^{(0)} \equiv 1$ и $Y^{(1)} \neq 1$.

Если ввести в рассмотрение степень ионизации плазмы

$$\omega = N_e / \Sigma N^{(i)} = N_e / N, \quad (9)$$

где N — концентрация тяжелой компоненты, то уравнение Саха принимает вид

$$\omega^2 / (1 - \omega) = S^{(0)} / N, \quad (10)$$

S — константа ионизационного равновесия (см. (3)). Здесь использовано единственное уравнение Саха для первой кратности ионизации, поэтому уравнение (10) справедливо только для значений $\omega < 1$. Из него следует, что изменение объема плазмы $V(t)$, а значит $N \sim V^{-1}$, обуславливает изменение степени ее ионизации. В приемлемом в ряде случаев для плотной высокоионизованной плазмы изотермическом приближении, когда $S(t) = \text{const}$, расширение плазмы сопровождается повышением степени ее ионизации, как это следует из последней формулы.

В другом простейшем предельном случае адиабатического расширения, когда температурная зависимость имеет вид $T(t) \sim N(t)^{\gamma-1} \sim N^{2/3}$, где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты для одноатомного газа [1], получим для значений ω порядка единицы, что $(1 - \omega) \sim \exp(E_1^{(0)}/N^{2/3})$, т.е. имеет место обратная тенденция. Очевидно, что при уменьшении ω в плазме реализуется

часть энергии $E_1^{(0)}$, которая снижает темп ее распада по отношению к адиабатической модели.

Используя условия сохранения массы и заряда

$$N = N^{(0)} + N^{(1)} + N^{(2)} = N^{(0)} + N^{(1)}(1 + S^1/N_e^*), \quad (11)$$

$$N_e = N^{(1)} + 2N^{(2)} = N^{(1)}(1 + 2S^1/N_e^*), \quad (12)$$

можно обобщить уравнение Саха (10) на обе кратности ионизации:

$$\frac{\omega^2}{(2 - \omega)(1 + S^{(1)}/N_e^{**} - 1)} = \frac{S^{(0)}}{N}. \quad (13)$$

Дополним его уравнением энергии [12]

$$\frac{3}{2} k \frac{dT}{dt} + NkT \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{N} \right) = \frac{E^\sim}{1 + \omega} \left(-\frac{d\omega}{dt} \right), \quad (14)$$

где $E^\sim = E^* + 3kT/2$ — энергия, выделяемая в плазме в результате акта рекомбинации, в том числе E^* — доля энергии ионизации, поглощаемая плазмой.

Для непосредственных наблюдений в эксперименте более подходящими являются изменения величины $N \sim V^{-1}$, а не температуры. Продифференцируем уравнение (13) с целью определения влияния динамических составляющих:

$$\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dt} = \frac{1 - \omega}{2 - \omega} \left\{ N \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{N} \right) + \left[\left(\frac{E^0}{T} + \frac{3}{2} \right) + A \left(\frac{E^{(1)}}{T} + \frac{3}{2} \right) \right] \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} \right\}. \quad (15)$$

Здесь слагаемое $A = A(T)$ учитывает наличие второй кратности ионизации:

$$A = \left[1 + \frac{(1 - \omega)}{(2 - \omega)S^{(1)}/N_e^*} \right]. \quad (16)$$

Скорость изменения степени ионизации ω зависит как от производной $d(\ln N^{-1})/dt$, так и $d(\ln T)/dt$; изменения T в распаде могут быть незначительными, однако их влияние усиливается множителем $E^{(0)}/T \sim 10$.

Подставив значение производной dT/dt из (15) в уравнение энергии (14), получим конечный результат для динамики распада плазмы:

$$\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dt} = \frac{(E^{(0)}/T + A)}{3(2 - \omega)/2(1 - \omega) + (E^\sim/T)(E^0/T + 3/2 + A)\omega/(1 + \omega)} \times \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} \quad (17)$$

или приблизительно для диапазона $0.1 < \omega < 0.9$, учитывая, что $(3/2 + A) \ll E^{(0)}/T \sim 10$:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{1 + \omega}{E^\sim/T} \frac{1}{N} \frac{dN}{dt}. \quad (18)$$

Строго говоря, при значительных температурах величина E^{\sim} может превышать $E^{(0)}$ вследствие влияния поглощения резонансного излучения ионной компоненты плазмы. Однако по своей величине в наших условиях значение $N^{(2)}$ является относительно небольшим, поэтому оценка $E^{\sim}/T \sim 10$ остается здесь справедливой. С учетом также существенного самопоглощения резонансного излучения в наших условиях с приемлемой для оценок точностью можно принять величину E^{\sim} равной энергии ионизации $E_1^{(0)}$.

Выражение (18) неявно характеризует важную стабилизирующую роль самопоглощения излучения в плазме: именно благодаря ему E^{\sim} близко к своему максимальному значению, приближающемуся к энергии ионизации $E_1^{(0)}$, ослабляя роль фактора $d(\ln N)/dt$.

Методика экспериментальных исследований

Для экспериментальных наблюдений расширяющейся плазмы нами применены видеоизмененные варианты электрических ударных трубок (ЭУТ). Ранее такие устройства рассматривались как перспективный источник для получения высокоскоростных потоков термической плазмы за фронтом ударной волны (УВ). Исследуемый газ вначале равномерно заполняет весь объем ЭУТ, а УВ генерируется в одной из частей трубы (называемой областью расширения) за счет протекания импульса тока, достаточно для заметного разогрева газа в примыкающей области, называемой разрядной частью [13]. Однако получаемая за фронтом УВ плазма оказалась сильно турбулизованной и плохо воспроизводимой (см., например, [14]).

Тем не менее ЭУТ являются удобным инструментом для исследований влияния расширения плазмы на ее распад [15]. Здесь применена ЭУТ симметричной конструкции, причем исследование проводится в среднем сечении разрядной части, где в силу симметрии расширение плазмы происходит без одновременного ее перемещения в пространстве (рис. 2). Это, с одной стороны, исключает характерную для плазодинамических исследований трудность измерения поля течения движущейся релаксирующей плазмы (подобно тому как

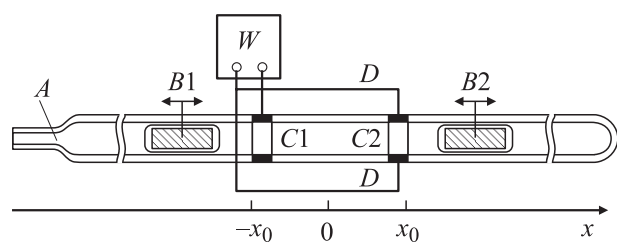


Рис. 2. Схема ЭУТ для исследования рекомбинационных процессов в ее разрядной части: $C1$, $C2$ — кольцевые электроды; D — обратные токопроводы; $B1$ и $B2$ — подвижные поршни; W — генератор импульсных токов; A — откатка и напуск.

это необходимо делать для слежения за состоянием вещества за фронтом УВ [14]), а с другой — позволяет сравнивать получаемые результаты экспериментальных исследований с моделями неустановившихся движений сплошной среды [1,16].

ЭУТ представляла собой стеклянную трубку внутренним диаметром 1.6 см, в которую вваривались кольцевые электроды $C1$ и $C2$ из ковара таким образом, чтобы их внутренние поверхности и стекла совпадали. Длина разрядной части (изолирующей вставки между электродами) составляла 5 см.

В отличие от традиционных ЭУТ здесь в ее объеме вне разрядного промежутка $C1-C2$ (т.е. в симметричных областях расширения) помещались два остеклованных металлических поршня $B1$ и $B2$. Их можно было либо придвигать вплотную к электродам вне разрядной части, либо отодвигать далеко в стороны. В первом случае в пространстве между электродами образовывалась неподвижная импульсная рекомбинационная плазма, во втором — она одновременно расширялась, образуя вне промежутка $C1-C2$ движущиеся фронты свечения, обозначающие ее границы. Это позволяет удобно сравнивать плазодинамический распад с обычным распадом неподвижной плазмы, упрощая исследования.

Плазма создавалась одиночным импульсом тока от емкостного генератора импульсных токов амплитудой 6 кА и длительностью $6 \mu\text{s}$; форма импульса близка к полупериоду синусоиды. Для обеспечения осевой симметрии плазмы обеспечивалась симметрия обратных по отношению к плазменному шнуру токопроводов D . Они выполнялись в виде трех или шести стержней из меди, располагаемых симметрично по отношению к разрядной секции ЭУТ на расстоянии около двух радиусов от ее оси. Следует подчеркнуть, что в исследуемой области начальных давлений газа в ЭУТ ($\geq 65 \text{ Pa}$) влиянием давления магнитного поля, создаваемого разрядным током, на динамику течения плазмы можно пренебречь, поскольку во всех случаях оно было ниже газокINETического.

Температура плазмы измерялась по относительным интенсивностям спектральных линий $\text{AgII } 362.2$ и $\text{AgI } 360.6 \text{ nm}$, а N_e — по интенсивности континуума в области спектра 402.5 nm , абсолютизация последних измерений производилась по уширению спектральных линий $\text{AgII } 480.6$ и $\text{AgI } 404.4 \text{ nm}$. Для спектральных измерений использовался двойной монохроматор ДФС-12, оборудованный фотоумножителями ФЭУ-84 или ФЭУ-97, имеющими расширенный диапазон линейности по току (до 10 мА). Для дальнейшего расширения динамического диапазона измерений импульсных процессов применялось ограничение уровня максимума сигнала с нагрузочного резистора фотоумножителя на уровне 0.4 V с помощью параллельно подключенного к нему импульсного диода.

Для измерения ширины спектральных линий применялся интерферометр Фабри–Перо ИТ-28–30, скрещенный с монохроматором ДФС-12 или МДР-3. При этом

сканирование по спектру осуществлялось изменением давления в барокамере, в которую помещался интерферометр [17], либо осуществлялась скоростная регистрация интерференционной картины по полю изображения на выходе МДР-3 [18].

Экспериментальные результаты

На рис. 3 представлены так называемые $t-x$ характеристики распространения фронтов излучения в области расширения ЭУТ, а также их скорости — как результат графического дифференцирования $t-x$ характеристик. Первые из них имеют типичный для ЭУТ вид, подчиняющийся надежно установленным соотношениям для взрывных процессов [16]:

$$x = (E/\rho_0)^{1/(i+3)} t^{2/(i+3)}, \quad (19)$$

где x — пространственная координата, характеризующая распространение фронта УВ; i характеризует геометрию расширения ($i = 0$ для плоской симметрии, $i = 1$ — для цилиндрической и т. д.), ρ_0 — начальная плотность газа в области взрыва (здесь — разрядного промежутка), а E — выделившаяся энергия, несущественно отличающаяся от энергии взрыва [19, с. 70]. В нашем конкретном случае их можно представить в следующей форме:

$$(x - x^0) = \varepsilon t^{2/3}, \quad (20)$$

где $x^0 = 2.5$ см (см. рис. 2) и $\varepsilon = 0.585$, 0.44 и 0.4 при значениях соответственно 65, 260 и 650 Па (t — μ s, x — см). Эти данные являются исходными для определения роли геометрического фактора в распаде плазмы в режиме расширения. Отсюда легко определить также скорость $D = dx/dt$ фронта и соответственно параметры УВ.

На рис. 3 обозначены моменты времени прихода волны разрежения t_0^* в точку симметрии $x = 0$.

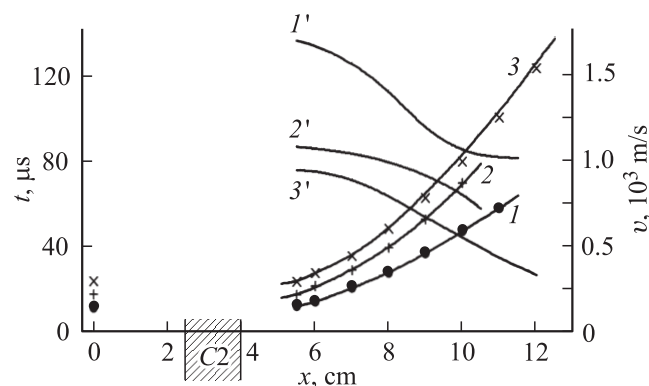


Рис. 3. Характеристики ($I, 2, 3$) и скорости ($I', 2', 3'$) распространения фронта излучения в области расширения ЭУТ и моменты прихода волны разрежения по излучению в точку симметрии $x = 0$. Отмечено также пространственное расположение электрода C_2 ; $p_0 = 65$ (I, I'), 260 ($2, 2'$) и 650 Па ($3, 3'$).

Спектральный анализ показал, что общий характер излучения плазмы в разрядной части ЭУТ изменяется в зависимости от начального давления аргона. При давлении 65 Па в спектре преобладало линейчатое излучение ArI и ArII; уровень континуума в излучении при этом был незначительным. И, наоборот, при давлении 650 Па спектральные линии практически не различались на фоне интенсивного излучения континуума.

Температура плазмы в разрядной части ЭУТ для начального давления аргона 65 Па определялась по спектральным линиям ArII и ArI на основе расчетной зависимости, полученной в [9]. Оказалось, что в процессе распада (после $t = 5 \mu$ s) и в расширяющейся, и в неподвижной плазме она остается практически постоянной на уровне $1.3 \text{ eV} \pm 5\%$. Временной диапазон этих измерений (до 25μ s) определялся чувствительностью установки к излучению ArII.

Аналогичная ситуация наблюдалась и при больших давлениях аргона — с той лишь разницей, что уровень T несколько уменьшается (соответственно 1.2 и 1.1 eV при давлениях 260 и 650 Па). Однако температурные измерения при этом были возможны только по относительной интенсивности континуума, который преобладал в спектре излучения; их точность не превышала $\pm 20\%$.

Относительные изменения $N_e(t)$ определялись исходя из квадратичной зависимости интенсивности J континуума от N_e [20]. Переход от наблюдаемых (интегральных вдоль направления наблюдения) к локальным излучательным способностям осуществлялся обращением Абеля [20]. Абсолютизация этих измерений производилась, по уширению спектральных линий 504.4 ArI и 480.8 nm ArII с использованием данных [2, 21, 22] для параметров штарковского уширения линий ArI и ArII соответственно.

Интерпретация полученных результатов

Подытоживая результаты измерений параметров плазмы аргона в разрядной части ЭУТ, отметим, что при изменении давления от 65 до 650 Па начальное значение N_e^{max} изменялось от $2 \cdot 10^{16}$ до $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Это соответствует стадии существования плазмы в сильно ионизованном состоянии со степенью ионизации $\omega \sim 1-0.2$. Сопоставление измеренных значений N_e и рассчитанных согласно уравнению Саха исходя из экспериментально определенных значений T и $N \sim p_0$, свидетельствует об их близости и соответственно — о наличии ЛТР в плазме. Значительное уменьшение N_e в процессе распада плазмы при почти постоянном значении T соответствует переходу к ЧЛТР. Таким образом, применение предложенной выше модели для анализа процессов в рекомбинирующей аргоновой плазме в ЭУТ представляется вполне адекватным физическим условиям ее существования.

Для надежного определения общих свойств расширяющейся плазмы на качественном уровне воспользуем-

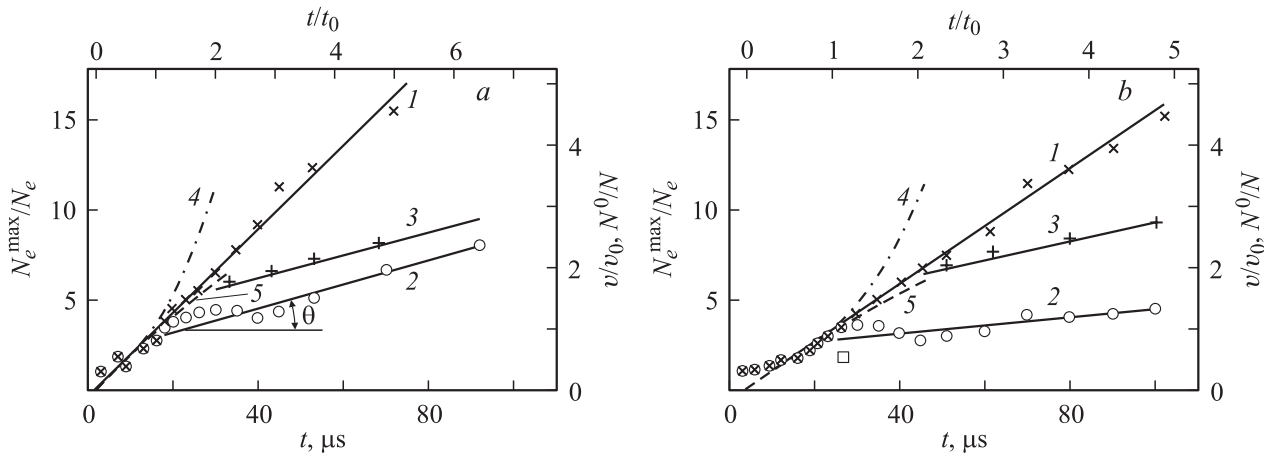


Рис. 4. Характер изменения концентрации электронов в распаде расширяющейся (1) и неподвижной плазмы (2), а также объема плазмы, определенного по $t-x$ характеристикам (3), и концентрации тяжелой компоненты в соответствии с моделью изотермического расширения газа в вакууме при $b = 1.73$ (4) и $b = 0.8$ (5); a — $p_0 = 260$ Па, $N_e^{\max} = 2.1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$; b — $p_0 = 650$ Па, $N_e^{\max} = 2.7 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$.

ся методическим приемом графического представления экспериментальных результатов в координатах, отвечающих прямолинейному графику для ожидаемой функциональной зависимости. Для обсуждаемых процессов удобно выбрать с этой целью функцию $N_e^{\max}/N_e = f(t)$, где обратное значение концентрации электронов нормируется на свое максимальное значение в момент протекания разрядного импульса (рис. 4).

Сопоставим полученные результаты с предполагаемым уравнением распада расширяющейся плазмы в следующей форме:

$$-dN_e/dt = N_e/\tau_D + \alpha' N_e^2 + (N_e/N) dN/dt, \quad (21)$$

где α' — коэффициент объемной рекомбинации заряженных частиц, а третье слагаемое учитывает уменьшение концентрации электронов за счет расширения плазмы. Ионизационным членом в условиях распада плазмы можно пренебречь. Приведем уравнение (21) к виду, удобному для анализа экспериментальных результатов в масштабе рис. 4:

$$-dN_e/dt(N_e^{\max}/N_e) = (N_e^{\max}/N_e)\tau_D^{-1} + \alpha' N_e^{\max} + (N_e^{\max}/N_e) d \ln N/dt. \quad (22)$$

Отсюда следует, во-первых, подтверждение и возможность обобщения выводов работы [5] на расширяющуюся плазму о допустимости пренебрежения диффузионными процессами, поскольку прямолинейность экспериментально полученных зависимостей 1 и 2 на рис. 4 возможна только в случае $\tau_D^{-1} \sim 0$. В случае справедливости уравнения (1) в наших условиях следовало бы $\tau_D = 25 \mu\text{s}$. В результате из баланса энергии для тяжелой компоненты плазмы следовало бы также: $T_h \sim 0.1T_e$ при $N_e \sim 10^{16}$ см $^{-3}$, где T_h — температура тяжелой компоненты. Это привело бы к ревизии

применяемой в работе модели состояния плазмы и полученных выводов. Нерегулярность типа затухающих колебаний на кривых 2 может быть обусловлена частичным расширением плазмы вследствие разницы между x^0 и x_0 за счет ширины электродов (рис. 2).

Во-вторых, в обоих случаях справедливо несколько неожиданное подчинение закономерности объемной рекомбинации электронов двухчастичному процессу. Тем не менее форма записи уравнений (21) и (22) для распада плазмы является упрощением реальной ситуации относительно механизмов рекомбинации заряженных частиц [4]. В действительности этот механизм определяется совокупностью элементарных актов, соответствующих и двух-, и трехчастичным процессам. Доминирующий эффект зависит от преобладания тех и иных столкновительных и радиационных элементарных процессов исходя из концентраций и температур компонент плазмы, от условий переноса излучения и других факторов. Подчеркнем, что полученные нами результаты соответствуют также данным [4, рис. 6.3].

Для проверки объективности полученных результатов введем формально коэффициент трехчастичной рекомбинации α

$$\alpha' = \alpha N_e. \quad (23)$$

Численное значение коэффициента рекомбинации следует из работы [23] и имеет вид степенной зависимости от температуры (см. также [4]):

$$\alpha' = 5.4 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2} N_e^* \quad (24)$$

(α' — в см 3 /с, T_e — в эВ). Как следует из работы [4], при начальном давлении $p_0 = 70$ Па аргона в ЭУТ, при котором наиболее точны измерения температуры, $\alpha' = 10^{-11}$ см 3 /с. В соответствии с выражением (24) для $T_e = 1.3$ эВ это дает значение $N_e^* = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$.

Наконец, в-третьих, привлекает внимание существенная разница в динамике $N_e(t)$ в распаде неподвижной

плазмы (линии 2) и в режиме ее расширения (линии 1), начиная с момента t_0^* после начала разряда, а также ее линейный характер в координатах рис. 4. Из уравнения (21) следует, что эта линейность возможна, когда зависимые от времени коэффициенты в его правой части пропорциональны N_e^2 (или $\sim t^{-2}$). Последнее для поздних стадий расширения следует из характера движения границы $x(t)$ плазменного объема, согласно с (20),

$$\begin{aligned} N^{-1}dN/dt &= -x^{-1}dx/dt = -v(x)/x(t) \\ &= (2/3)/[(x_0t^{1/3})/\varepsilon + t]^{-1} \sim t^{-1}. \end{aligned} \quad (25)$$

То обстоятельство, что в уравнении (21) последний член (связанный с учетом расширения) пропорционален $N_e t^{-1}$, объясняет полученный результат. Для наглядности на рис. 4 кривыми 3 отобразены относительные изменения объема плазмы $V(t)/V_0 = x(t)/x_0$. Нормирование объема производится к случаю сдвинутых поршней B1–B2 ($x_0 = 4$ см). Использование для учета влияния расширения усредненных характеристик изменений объема предусматривает однородность распределения N_e вдоль ЭУТ после прихода к ее среднему сечению волны разряжения. Такая однородность следует из результатов анализа процесса расширения газа в условиях сильного взрыва [16,19], когда течение за фронтом УВ носит характер теплопроводности — так называемый гомотермический режим, когда $\delta T/\delta x = 0$. Этому режиму в наших условиях соответствует близость процесса к изотермическому за счет поглощения в расширяющейся распадной плазме энергии ее ионизации. Касательно ЭУТ такая возможность подтверждается также экспериментально установленным фактом интенсивного перемешивания плазмы при ее расширении из разрядной части [14]. Результаты измерений распределения $N_e(x)$ по интенсивности континуума вдоль ЭУТ подтвердили это допущение [24].

Однако упомянутая усредненная оценка недопустима для определения скорости изменения удельного объема в среднем сечении ЭУТ для моментов времени $t > t_0^*$ — сразу после прихода в это сечение волны разрежения. В этом случае можно воспользоваться расчетными данными [1], имея в виду, что начальная фаза процесса отражения волны разрежения от центра симметрии в ЭУТ приближена к модели изотермического расширения вещества в вакуум, когда эволюция концентрации атомов N_0/N описывается степенным выражением:

$$N_0/N = (t/t_0)^b. \quad (26)$$

Теоретическое значение показателя степени составляет $b = 1.73$, чему соответствуют кривые 4 на рис. 4; способ его корректировки к нашим условиям изложен в работе [24], а полученный результат представлен кривой 5.

Исходя из полученных данных можно ввести плазодинамический масштаб времени $\tau = t/t_0$, где t_0 — время распространения волны разрежения к среднему сечению

разрядной части ЭУТ общей длиной $2x^0 = 5$ см:

$$t_0 = x^0/v_s, \quad (27)$$

где v_s — скорость распространения волны разрежения в разрядном промежутке, которая определяется скоростью звука в плазме

$$v_s \sim (T_e/M)^{1/2} \quad (28)$$

(M — масса атома). Следует только заметить, что значения t_0^* , представленные на рис. 3, несколько отличаются от t_0 за счет того, что объем газа в разрядной части прогревается и ионизуется с некоторой задержкой по отношению к началу разрядного импульса тока. Этой задержке отвечает отсечка оси абсцисс линией 1 на рис. 4. С учетом этого обстоятельства плазодинамический масштаб времени приведен на верхних шкалах этого рисунка.

На основе представленных на рис. 4 данных, касающихся динамики N_e (кривые 1) и тяжелой компоненты (кривые 3 и 5), можно определить эволюцию во времени относительной степени ионизации плазмы, нормированной на ее максимальное значение ω^{\max} в момент достижения N_e^{\max} . Как оказалось, они достаточно близки как по характеру, так и по относительной величине степени ионизации для всех фаз распада расширяющейся и неподвижной плазмы при обоих значениях давления. Это отвечает вышеизложенной модели. Действительно, проинтегрировав уравнение (18) и пренебрегая несущественными членами, получим взаимосвязь степени ионизации расширяющейся плазмы и изменения концентрации плазмообразующих атомов:

$$\omega = \omega_0 - (E\sim/T)^{-1} \ln(N_0/N). \quad (29)$$

Принимая во внимание, что в эксперименте имеет место относительно незначительное расширение плазмы (в 2.75 раза за все время наблюдения), его следствием может быть дополнительное к обычной рекомбинации весьма незначительное изменение $\Delta\omega \sim 0.1$.

Используя отмеченную выше линейность $N_e^{-1}(t)$, можно формально ввести коэффициент динамической релаксации плазмы в уравнении (21)

$$\delta = (N_e N)^{-1} dN/dt. \quad (30)$$

Используя соотношение (9), где $\omega \approx \text{const}$, а также (25), можно показать, что

$$\delta \approx (N_{e0} t_0)^{-1} \quad (31)$$

и, таким образом, составляет $10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Он превышает значение $\alpha' = 3.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ при $p_0 = 260$ Па и $\alpha' = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ при $p_0 = 650$ Па. Именно поэтому является неизменной при обоих давлениях скорость изменения концентрации электронов в плазодинамическом масштабе времени (см. рис. 4). В неподвижной плазме скорость распада является функцией давления (точнее, связанных с ним изменений температуры).

Критерием наступления рекомбинационной неравновесности может быть равенство скоростей динамического распада (18) и рекомбинации в столкновительно-излучательных процессах, которое для плазмы постоянного объема имеет вид

$$-d\omega/dt = \alpha' \omega N_e. \quad (32)$$

Сравнив правые части выражений (18) и (32), получим критерий рекомбинационной неравновесности для расширяющейся плазмы:

$$d(\ln N)/dt > 10\alpha' \omega N_e / (1 + \omega). \quad (33)$$

Однако в целом эксперимент не выявил заметного влияния расширения на степень ионизации аргоновой плазмы в процессе ее распада в ЭУТ. С целью наращивания влияния эффекта расширения целесообразно перейти к цилиндрической геометрии эксперимента на основе электрической дуги в гелии. Влияние расширения тут должно возрасти вследствие геометрического фактора как $N(r) \sim r^{-2}$ и в соответствии с (27), (28) — за счет уменьшения характерного размера плазмы до $r^0 \sim 1$ см и возрастания $v_s \sim (T/M)^{1/2}$. Результаты такого эксперимента будут изложены в следующей второй части этой публикации.

Заключение

В настоящей части работы изучено влияние обусловленного градиентом давления расширения электродуговой аргоновой плазмы на ее распад.

Конкретизирована форма обобщенного уравнения Саха применительно к характерной для электрических дуг ситуации, когда плазма находится в состоянии ЛТР по отношению к атомной компоненте и в области перехода от ЛТР к ЧЛТР — по отношению к ионной.

Определены динамика ионизационного состояния в распаде плотной расширяющейся плазмы и критерий ее рекомбинационной неравновесности.

Предложена сравнительная методика экспериментального исследования распада неподвижной и расширяющейся плазмы на основе модели симметричного неустойчившегося ее расширения, реализованной на основе разрядной секции ЭУТ, что существенно упрощает процесс исследований.

Показано, что процесс расширения плазмы в ЭУТ по своему характеру близок к изотермическому, однако в количественном отношении скорость уменьшения концентрации частиц здесь меньше, чем предполагает идеализированная модель изотермического расширения газа в плоской геометрии. Скорость уменьшения концентрации заряженных частиц определяется геометрическим расширением плазмы. Однако в целом эксперимент не выявил заметного влияния расширения на степень ионизации аргоновой плазмы.

Дальнейшего наращивания влияния эффекта расширения можно ожидать при переходе к цилиндрической

геометрии эксперимента на основе электрической дуги в гелии. Результаты такого эксперимента будут изложены в следующей части этой публикации.

Список литературы

- [1] Станюкович К.П. Неустойчившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
- [2] Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969. (Griem H.R. Plasma Spectroscopy. N.Y.: McGraw-Hill Book Company, 1964).
- [3] Drawin H.W. // Zeit. fur Physik. 1969. Bd 228. S. 99.
- [4] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубович И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
- [5] Жовтянский В.А., Новик О.М. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 186.
- [6] Бакут Ф.Г., Юрьев В.Г. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 5. С. 905.
- [7] Benilov M.S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. Vol. 28. P. 286.
- [8] Жовтянский В.А. // Укр. физ. журн. 2000. Т. 45. № 1. С. 50.
- [9] Жовтянский В.А., Нелен К.В., Новик О.М. // Журн. прикл. спектр. 1988. Т. 49. № 3. С. 400.
- [10] Mewe R. // Brit. J. Appl. Phys. 1967. Vol. 18. P. 107.
- [11] Мазинг М.А., Слемзин В.А. // Тр. ФИАН СССР. 1980. Т. 119. С. 185.
- [12] Кузнецов Н.М., Райзер Ю.П. // ПМТФ. 1965. № 4. С. 10.
- [13] Минько Л.Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск; Наука и техника, 1970.
- [14] Чутов Ю.И., Жовтянский В.А. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 6. С. 1221.
- [15] Zhovtyansky V.A. // Proc. Int. Conf. on Physica of Low Temperature Plasma. Kyiv: Navchal'na Knyga, 2004. Rep. 1.7.80.
- [16] Седов Л.И. // Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
- [17] Чутов Ю.И., Жовтянский В.А. // ПТЭ. 1977. № 4. С. 225.
- [18] Жовтянский В.А. // Инженерно-физич. журнал. 1992. Т. 62. № 5. С. 758.
- [19] Коробейников В.П., Мельникова Н.С., Рязанов Е.В. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961.
- [20] Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006.
- [21] Касабов Г.А., Елисеев В.В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1973.
- [22] Puric J. // Proc. VI Yugoslav. Symp. and Summer School on the Physics of Ionized Gases (Miljevac by Split, Yugoslavia), 1972. P. 521.
- [23] Гуревич А.В., Путаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. № 4. С. 1281.
- [24] Жовтянский В.А. // Укр. физ. журн. 2000. Т. 45. № 2. С. 176 (укр).