

03;04;07;12

## Релаксация температуры электронов в плазме послесвечения инертных газов при повышенном давлении

© Н.А. Горбунов, Н.Б. Колоколов, Ф.Е. Латышев

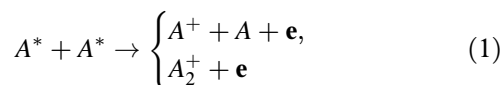
Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета,  
198904 Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: gorbunov@paloma.spbu.ru

(Поступило в Редакцию 29 марта 2000 г. В окончательной редакции 28 июня 2000 г.)

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование релаксации электронной температуры  $T_e$  в послесвечении повышенного давления в гелии и неоне. Показано, что процессы с образованием быстрых электронов приводят к нагреву максвелловских электронов. Исследована высокоэнергетическая часть функции распределения электронов по энергиям в промежуточном случае между локальным и нелокальным режимами ее формирования. Выявлено, что в этом случае расчет эффективной энергии, вносимой быстрыми электронами в максвелловскую часть, существенно зависит от потенциала стенки газоразрядной трубки. Проведенное сопоставление расчетов с экспериментом позволило сделать вывод о надежности зондовой методики определения  $T_e$  в послесвечении при повышенных давлениях.

### Введение

В последнее время большое внимание уделяется изучению плазмы, в которой эффективно протекают процессы, приводящие к появлению быстрых электронов. Такими процессами, в частности, являются реакции хемоионизации



и удары второго рода между возбужденными атомами и медленными электронами



Здесь  $A^*$  и  $A$  — атомы в возбужденном и основном состояниях;  $A^+$  и  $A_2^+$  — атомарный и молекулярный ионы;  $e$  — быстрый электрон в выходных каналах реакций (1), (2), энергия которого много больше средней энергии основной группы электронов. Хотя в реакциях (1), (2) могут участвовать различные возбужденные состояния, основное внимание в плазме послесвечения электрического разряда уделяется элементам, имеющим метастабильные состояния (инертные газы, ртуть и т.п.). Этот выбор объясняется тем, что в силу относительно большой концентрации метастабильных частиц в плазме эффективное протекание реакций (1), (2) с их участием может существенно повлиять на оптические и электрокинетические характеристики плазмы.

Изучение реакций (1), (2) и их роли в формировании функции распределения электронов по энергиях (ФРЭЭ) было выполнено в плазме послесвечения инертных газов низкого давления, когда определяющую роль в балансе возбужденных и заряженных частиц диффузия на стенки газоразрядной трубки ( $pR \leq 1$  Торг-см, где  $p$  — давление нейтрального газа,  $R$  — радиус с газоразрядной трубки). Результаты этих работ обобщены в [1]. Для экспериментального измерения ФРЭЭ использовался классический

зондовый метод Ленгмюра, модифицированный для исследований с временным разрешением. Было выявлено, что энергетическое распределение электронов формируется в нелокальном режиме, т.е. ФРЭЭ в данной точке определяется параметрами плазмы во всем объеме [2,3]. Было показано, что в рассматриваемых условиях ФРЭЭ состоит из двух характерных частей и при теоретическом описании ее можно представить в виде суммы

$$f(\varepsilon) = f_{es}(\varepsilon) + f_{ef}(\varepsilon), \quad (3)$$

где  $f_{es}(\varepsilon)$  — ФРЭЭ основной группы электронов, которая имеет максвелловское распределение в тепловой области энергий из-за преобладающего межэлектронного взаимодействия;  $f_{ef}(\varepsilon)$  — ФРЭЭ неравновесных быстрых электронов, рождающихся в результате реакций (1), (2).

Было показано, что высокоэнергетическая часть ФРЭЭ влияет на балансе электронной температуры ( $T_e$ ) основной группы электронов, процессы ступенчатого возбуждения, диффузию заряженных частиц. Средняя энергия быстрых электронов  $\bar{\varepsilon}_{ef}$  может быть порядка энергии их появления ( $\bar{\varepsilon}_{ef} \sim 10$  eV). Величина нагрева быстрыми электронами максвелловских существенно зависит от степени ионизации плазмы и скорости процессов диффузии заряженных частиц на стенки, при этом значение  $T_e$  может превосходить в несколько раз температуру тяжелых частиц.

Менее изучено влияние реакций (1), (2) на послесвечение повышенного давления. Это связано главным образом с отсутствием до последнего времени надежного экспериментального метода определения ФРЭЭ при таких давлениях. С ростом параметра  $pR$  происходит смена режима формирования ФРЭЭ. Роль диффузии уменьшается по сравнению с процессами, происходящими в объеме плазмы. Для теоретического описания энергетического распределения электронов можно использовать

локальное приближение, что значительно упрощает анализ. С другой стороны, с ростом давления нейтрального газа возрастает роль многочисленных плазмохимических процессов, происходящих в объеме плазмы (конверсия атомных ионов и возбужденных атомов в молекулярные ионы и возбужденные молекулы, диссоциативная рекомбинация и т.д.) Они в свою очередь оказывают влияние на баланс  $T_e$  и их необходимо учитывать при теоретическом анализе.

В плазме послесвечения инертных газов может реализоваться режим, когда высокоэнергетическая часть ФРЭЭ формируется в нелокальном режиме, а для низкоэнергетических электронов выполняется критерий формирования локальной ФРЭЭ. Однако практически отсутствуют работы, в которых бы исследовались особенности баланса электронной температуры в условиях перехода от нелокального к локальному режиму формирования ФРЭЭ.

В данной работе анализируется влияние реакций с образованием быстрых электронов на релаксацию электронной температуры в плазме послесвечения в области перехода от нелокального к локальному режиму формирования ФРЭЭ. Изучение данного вопроса проводилось в гелии и неоне, что связано с рядом причин. Во-первых, вопрос о релаксации температуры электронов имеет важное прикладное значение, поскольку данные инертные газы часто используются в качестве буферной среды мощных газовых лазеров [4]. Механизм создания инверсии в этих устройствах определяется в большой степени процессом рекомбинации заряженных частиц, который может характеризоваться сильной зависимостью от температуры основной группы электронов. Во-вторых, послесвечение часто используется для исследования различных элементарных процессов (рекомбинации, столкновений электронов с возбужденными атомами и т.д.), протекающих в плазме [5]. В большинстве работ проводятся лишь оценки нагрева максвелловской части распределения быстрыми электронами. В этой связи важной является задача построения упрощенной модели формирования ФРЭЭ, позволяющей определять  $T_e$  из уравнения баланса энергии [6]. В данной работе проводится сопоставление экспериментального и теоретического определения  $T_e$ , быстрой части ФРЭЭ в наиболее сложной для анализа переходной области от нелокального к локальному режиму формирования ФРЭЭ.

Измерения  $T_e$  при повышенных давлениях выполнялись до недавнего времени СВЧ методом и позволяли получить лишь усредненные по объему характеристики плазмы. Они представляют собой достаточно сложную техническую задачу [5]. В работе [7] при разработке зондового способа измерения ФРЭЭ в послесвечении повышенного давления гелия (20 и 40 Torr), когда зонд был неленгмюровский ( $\alpha \gg \lambda$ , где  $\alpha$  — радиус зонда,  $\lambda(\varepsilon)$  — длина свободного пробега электронов), использовалась методика, при которой  $f(eV) \sim i'/V$ , т.е.

ФРЭЭ оказывалась пропорциональна первой производной зондового тока  $i'$  по потенциалу зонда относительно плазмы  $V$ . Было показано, что в тепловой области энергий ФРЭЭ имеет максвелловский вид. Был обнаружен отрыв  $T_e$  от температуры атомов ( $T_a$ ) на временах  $t \leq 500 \mu\text{s}$  после окончания разрядного импульса. Однако вопрос о механизме нагрева максвелловских электронов не обсуждался, отсутствовали систематические измерения  $T_e$ . Поэтому одной из задач настоящей работы является оценка надежности измерения  $T_e$  по первой производной зондового тока в послесвечении повышенного давления путем сопоставления с результатами расчета.

## Экспериментальная установка

Исследования проводились в цилиндрической стеклянной трубке с внутренним радиусом  $R = 0.6 \text{ cm}$  и длиной  $L = 22 \text{ cm}$ . Периодический электрический разряд в трубке создавался при помощи импульсного источника питания. Для измерения ФРЭЭ и напряженности электрического поля в трубке имелись подвижные электрические зонды радиусом  $a = 0.045 \text{ mm}$  и длиной  $l = 2.5 \text{ mm}$ . Электронная схема измерения зондовых вольт-амперных характеристик (ВАХ) подробно описана в [8]. В данной работе в рассматриваемых экспериментальных условиях радиус зонда был порядка или больше длины свободного пробега электрона  $\lambda(\varepsilon)$ . Поэтому для измерения ФРЭЭ в тепловой области энергий использовался предложенный в [9] и развитый в [7] для условий неленгмюровского зонда  $a \gg \lambda(\varepsilon)$  метод, связывающий ФРЭЭ с первой производной зондового тока. Температура электронов получалась из результатов обработки экспериментальных зависимостей  $\ln(i'/V)$  от  $V$ . Для условий  $\alpha \sim \lambda(\varepsilon)$  систематическая ошибка указанного метода в определении  $T_e$ , а также в измерении высокоэнергетической части по методу второй производной зондовой ВАХ учитывалась при помощи поправок, следующих из общей теории электронного тока на зонд [7].

Измерение концентрации возбужденных атомов на оси разрядной трубки проводилось методом поглощения. В качестве просвечивающего источника света использовался отросток кюветы, в котором зажигался слаботочный ВЧ разряд. Присутствие этого разряда не влияло на параметры плазмы в основной трубке. Регистрация оптических сигналов проводилась при помощи стробируемой схемы счета фотонов.

Концентрация электронов определялась по проводимости плазмы. Для этого в нужный момент послесвечения подавался дополнительный импульс напряжения, создающий слабое продольное электрическое поле [10].

Исследование реакций с учетом метастабильных атомов гелия и неона предъявляет жесткие требования к наличию примесных газов. Для того чтобы пренебречь неконтролируемым влиянием на свойства плазмы рождения электронов в реакции Пеннинга с участием метастабильных атомов и примесей, содержание последних

должно быть меньше, чем концентрация самих возбужденных атомов ( $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ). С этой целью спектрально чистые инертные газы перед напуском в кювету подвергались дополнительной очистке и пропускались сквозь охлажденный до криогенных температур активированный уголь. Для поддержания высокой чистоты инертных газов во время горения резряда в разрядной трубке использовались геттерные электроды.

## Анализ процессов, влияющих на релаксацию температуры электронов

Для конкретности все оценки, приведенные ниже, выполнены для типичных режимов, исследованных нами наиболее подробно: давление газа  $p = 20 \text{ Torr}$ , концентрация электронов  $n_e$  в послесвечении гелия изменялась от  $2.3 \cdot 10^{12}$  до  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , а в неоне — от  $2 \cdot 10^{11}$  до  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ .

Проведенный анализ показал, что среди процессов, приводящих к потере энергии максвелловских электронов, можно пренебречь диффузионным охлаждением и электро-ионными столкновениями, а определяющую роль играют упругие электрон-атомные столкновения. Для нахождения изменения  $T_e$  во времени использовалось уравнение баланса энергии, которое для рассматриваемых условий имеет следующий вид:

$$\frac{3}{2} \frac{dT_e}{dt} = -\delta \langle \nu_{ea}(T_e) \rangle (T_e - T_a) + \sum_k \left( N_k \sum_{n \neq k} \Delta E_{kn} \beta_{kn}(T_e) \right) + \frac{1}{N_e} \sum_i \varepsilon_{ef} I_i, \quad (4)$$

где  $\delta = 2m/M$  — коэффициент передачи энергии при упругих электрон-атомных столкновениях,  $m$  и  $M$  — масса электрона и атома соответственно,  $\langle \nu_{ea}(T_e) \rangle$  — усредненная по максвелловскому распределению частота упругих столкновений электронов с атомами,  $T_a$  — температура нейтрального газа; второе слагаемое в (4) описывает изменение энергии электронов в результате перехода атома из  $k$ -го состояния (с заселенностью  $N_k$  и энергий  $E_k$ ) на уровень  $n$  с энергией  $E_n$ ,  $\beta_{kn}(T_e)$  — константа перехода  $k \rightarrow n$ ,  $\Delta E_n = E_n - E_k$  — энергетический зазор между уровнями; последнее слагаемое в правой части (4) описывает нагрев максвелловских электронов быстрыми с интенсивностью рождения  $I_i$  и эффективной энергией  $\varepsilon_{ef}$ .

Рассмотрим конкретный вид каждого слагаемого. Для послесвечения гелия набор констант элементарных процессов соответствовал (если это специально не оговорено в тексте) работе [5]. Для вычисления  $\langle \nu_{ea}(T_e) \rangle$  нами использовались данные по сечению упругих столкновений электронов с атомами, приведенные в [11]. Оценки нагрева нейтрального газа для данных условий при среднем токе  $I_d \sim 1.5 \text{ mA}$  за период следования разряда дают отрыв температуры газа на оси от температуры

стенок на 4 К. На основе этого мы пренебрегали изменением температуры газа в послесвечении и полагали  $T_a = 300 \text{ K}$ .

Среди неупругих столкновений максвелловских электронов анализировались процессы с участием возбужденных атомов, атомарных и молекулярных ионов. Согласно приближению узкого места [12], приращение энергии за счет ударно-радиационной рекомбинации, просуммированное по верхним уровням ( $H_{\text{rec}}$ ), имеет вид

$$H_{\text{rec}} = E_R \alpha_{\text{rec}}(T_e) n_e N^+, \quad (5)$$

где  $E_R$  — энергия уровня, разделяющего энергетический спектр атома на области со столкновительной и излучательной кинетикой;  $\alpha_{\text{rec}}(T_e)$  — коэффициент трехчастичной рекомбинации;  $N^+$  — концентрация положительных атомных ионов.

Выше  $E_R$  доминируют ударные процессы, ниже  $E_R$  — тушение возбужденных состояний с излучением. Величина  $E_R$  рассчитывалась по формулам модифицированного диффузионного приближения [12]. Указанный процесс оказывает влияние на ранней стадии ( $t < 100 \mu\text{s}$ ) в послесвечении гелия. Концентрация ионов  $\text{He}^+$  вычислялась из соответствующего уравнения баланса, в котором учитывались убыль в реакциях трехчастичной рекомбинации, амбиполярной диффузии, конверсия в молекулярные ионы, а также их рождение в реакциях хемоионизации.

В неоне спад концентрации заряженных частиц определяется диссоциативной рекомбинацией из основного колебательного состояния молекулярного иона  $\text{Ne}_2^+$ . Оценки увеличения  $T_e$  за счет преимущественной гибели в этой реакции электронов с малыми энергиями показали, что этим процессом можно пренебречь по сравнению с нагревом быстрыми электронами.

В рассматриваемых условиях молекулярные ионы образуются в высоковозбужденных колебательных состояниях, отстоящих от энергии диссоциации  $D_i$  на величину  $\sim T_a$ , как в результате конверсии атомарных ионов (характерное время конверсии  $\tau_c \sim 40 \mu\text{s}$ ), так и в реакции (1). Релаксация колебательно-возбужденных состояний происходит при столкновениях как с атомами, так и электронами. Вопрос о скорости колебательной релаксации молекулярных ионов гелия и неона при столкновениях с атомами собственного газа остается дискуссионным [13,14]. Так, в [13] приводится оценка константы колебательной релаксации для гелия  $k_a^{1,0} < 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$  (переход  $v = 1 \rightarrow v = 0$ ), а для неона  $k_a^{1,0} = 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{s}$ . В [14] считается, что эти процессы идут значительно быстрее ( $k_a^{1,0} \approx 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$ ). Значение константы релаксации колебательно возбужденных ионов  $\text{He}_2^+$  электронным ударом при  $T_e \sim 300 \text{ K}$  составляет  $k_e^{1,0} \approx 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$  [15], а для неона соответствующая константа  $k_e^{1,0} \approx 1.3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$  [13]. Проведенные расчеты показали, что в ранней фазе в послесвечении гелия ( $t < 50 \mu\text{s}$ ) процессы релаксации колебательно-возбужденных молекулярных ионов определяются столкновениями с электронами и вносят вклад

в суммарный нагрев максвелловских электронов примерно 10%. Варьирование констант скорости релаксации атомным ударом в диапазоне  $k_a^{1,0} = 10^{-14} - 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$  практически не оказывает влияния на релаксацию  $T_e$  на временах  $t > 50 \mu\text{s}$ . Для послесвечения неона преобладает релаксация молекулярных ионов атомным ударом. При реализуемой в рассматриваемом эксперименте степени ионизации плазмы неона в уравнении баланса энергии процессами с участием молекулярных ионов можно пренебречь.

Анализ показал, что среди процессов девозбуждения определенную роль в балансе  $T_e$  (примерно 5–10%) в начальной фазе ( $t < 50 \mu\text{s}$ ) послесвечения гелия может играть перемешивание метастабильных состояний  $\text{He}(2^1S)$  и  $\text{He}(2^3S)$  ( $\Delta E = 0.8 \text{ eV}$ ). Для плазмы неона существенную роль играют процессы возбуждения из нижнего метастабильного состояния  $\text{Ne}(^3P_2) \rightarrow \text{Ne}(^3P_1)$ . Константа этого процесса  $\beta_{21} = 1.25 \cdot 10^{-7} \exp(-\Delta E_{21}/T_e)$ , где  $\Delta E_{21} = 0.052 \text{ eV}$  [16,17].

Послесвечение плазмы инертных газов при средних и высоких давлениях характеризуется относительно большой концентрацией метастабильных атомов, а для гелия — атомов и молекул  $\text{He}_p(a^3\Sigma_u^+)$ . Быстрые электроны появляются с интенсивностью  $I_{11} = \beta_e N_i n_e$  при ударах второго рода и  $I_{ch} = \sum_{ik} \beta_{ik} N_i N_k$  в реакциях хемо-ионизации, где  $N_i, N_k$  — концентрации метастабильных частиц;  $\beta_e, \beta_{ik}$  — константы ударов второго рода и хемоионизации соответственно. Ширина энергетического спектра быстрых электронов в реакции (2) составляет величину  $\sim T_e$ , а в реакции (1) — порядка 1 eV, что существенно меньше начальной энергии электронов. Поэтому для рассматриваемых условий при теоретическом анализе высокоэнергетической части ФРЭЭ источники быстрых электронов можно полагать монокинетическими. В этом случае эффективная энергия, вносимая быстрыми электронами с начальной энергией  $\varepsilon'$  в систему медленных, равна [18]

$$\varepsilon_{ef} = \int_0^{\varepsilon'} \frac{\nu_{ee}}{\nu_{ee} + \delta\nu_{ea}} \exp\left(-\int_{\varepsilon}^{\varepsilon'} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon k(\varepsilon)}\right) d\varepsilon, \quad (6)$$

где  $\nu_{ee}(\varepsilon)$  и  $\nu_{ea}(\varepsilon)$  — частоты межэлектронных и упругих электрон-атомных столкновений,

$$k(\varepsilon) = (\nu^* + \nu_{ee} + \delta\nu_{ea})\tau_{df}, \quad (7)$$

где  $\nu^*$  — частота неупругих столкновений,  $\tau_{df}(\varepsilon) = \Lambda^2/D_e(\varepsilon)$  — время свободной диффузии электрона на стенку трубки,  $\Lambda$  — диффузионная длина,  $D_e(\varepsilon) = 2\varepsilon/3\nu_{ea}(\varepsilon)$  — коэффициент диффузии электронов.

В расчетах мы полагали, что энергия рождения быстрых электронов в реакции (1) для гелия  $\varepsilon' = 14.6 \text{ eV}$  и для неона  $\varepsilon' = 11.7 \text{ eV}$ , а в реакции (2)  $\varepsilon' = 19.8$  и  $16.6 \text{ eV}$  соответственно.

Расчет показал, что в рассматриваемых условиях в послесвечении гелия  $k(\varepsilon') \approx 3$ , причем  $\nu_{ee}(\varepsilon') < \delta\nu_{ea}(\varepsilon')$ . Значения  $k(\varepsilon)$  увеличиваются при  $\varepsilon < \varepsilon'$ . Отсюда можно сделать вывод, что  $f_{ef}(\varepsilon)$  в данном режиме формируется локально ( $k \gg 1$ ) и для расчета  $\varepsilon_{ef}$  можно в подинтегральном выражении (6) полагать экспоненту равной единице. В локальном приближении эффективная энергия определяется энергией рождения быстрых электронов, степенью ионизации среды и не зависит от скорости свободной диффузии электронов на стенки трубки. Для послесвечения гелия ( $4 < \varepsilon_{ef} < 12$ ) eV в зависимости от фазы послесвечения.

Основным источником рождения быстрых электронов в послесвечении неона являются реакции хемо-ионизации. Оценки показывают, что  $k(\varepsilon') \approx 0.3$ , а  $k(1 \text{ eV}) \approx 0.3 - 5$ . Таким образом, для данных условий реализуется промежуточный случай между локальным и нелокальным режимами формирования  $f_{ef}(\varepsilon)$ . Расчет эффективных энергий с использованием выражения (6) дает значения в пределах ( $0.015 < \varepsilon_{ef} < 0.25$ ) eV в зависимости от фазы послесвечения неона и показывает, что большая часть потока быстрых электронов уходит на стенки разрядной трубки. Расчет  $\varepsilon_{ef}$ , согласно локальному приближению, дает значения, в 20–80 раз большие. Столь существенное различие связано с тем, что в локальном приближении учитывается только релаксация энергии быстрых электронов в объеме, которая приводит к нагреву электронного или нейтрального газа.

Важным для описания нелокальных свойств ФРЭЭ является вопрос о характере диффузии электронов. Быстрые электроны движутся на стенку трубки в режиме свободной диффузии только тогда, когда их кинетическая энергия превышает потенциал стенки  $e\varphi_w$ . Если их кинетическая энергия меньше  $e\varphi_w$ , то они не могут уйти на стенку и время их свободной диффузии становится бесконечным. В этом случае для расчета  $\varepsilon_{ef}$  можно использовать (6) с разбиением на два интервала интегрирования: для  $0 < \varepsilon \leq e\varphi_w$  использовать локальное приближение ( $k(\varepsilon) \rightarrow \infty$ ), а для  $e\varphi_w \leq \varepsilon \leq \varepsilon'$  — выражение (6), в котором  $k(\varepsilon)$  определяется по формуле (7). Как видно, для нахождения эффективной энергии необходимо знать величину потенциала стенки, которая заранее неизвестна.

Вопрос о потенциале стенки в условиях послесвечения с учетом источников быстрых электронов рассматривался в [19–21]. Величина  $\varphi_w$  складывается из амбиполярной  $\varphi_{es}$  и пристеночной  $\varphi_{eh}$  разности потенциалов и устанавливается из условия равенства потока электронов  $\Gamma_e$  и ионов  $\Gamma_i$  на стенку.  $\Gamma_e$  состоит из потока максвелловских ( $\Gamma_{es}$ ) и быстрых электронов ( $\Gamma_{ef}$ ). Для нелокального случая ( $k(\varepsilon') \ll 1$ ) можно предположить, что все быстрые электроны уходят на стенки и их влияние можно оценить при помощи параметра  $P = \Gamma_{ef}/\Gamma_i \approx \bar{I} \cdot \tau_{da}/\bar{n}_e$ , где  $\bar{I}$  и  $\bar{n}_e$  — усредненный по радиусу источник рождения быстрых электронов и средняя концентрация электронов,  $\tau_{da} = \Lambda^2/D_a$  — время

амбиоплярной диффузии,  $D_a = D_i(1 + T_e/T_i)$  — коэффициент амбиоплярной диффузии,  $D_i$  — коэффициент диффузии ионов. В случае  $P \ll 1$  быстрые электроны играют незначительную роль в общем потоке электронов на стенку, значение  $\varphi_w$  определяется максвелловскими электронами и составляет величину  $\sim (6-10)T_e$ . В случае  $P > 1$  для взаимной компенсации электронного и ионного потока на стенку величина  $\varphi_{eh}$  возрастает до значений, при которых часть быстрых электронов запирается в объеме и на ФРЭЭ образуется сплошной спектр. Ранее режим со скачком пристеночного потенциала наблюдался в плазме послесвечения низкого давления ( $k(\varepsilon') \ll 1$ ) [20] в ксеноне на временах задержки  $t > 200 \mu\text{s}$  после окончания импульса тока.

Из приведенной оценки параметра  $P$  можно заключить, что в плазме повышенного давления при  $k(\varepsilon') \leq 1$  с замедлением скорости амбиоплярной диффузии вероятность возникновения режима со скачком потенциала повышается. Действительно, расчеты показывают, что в послесвечении неона  $P \approx 10$  уже на  $50 \mu\text{s}$  после окончания импульса тока и, значит, реализуется режим со скачком пристеночного потенциала. Для экспериментальной проверки режима формирования  $f_{ef}(\varepsilon)$  нами были выполнены измерения высокоэнергетической части ФРЭЭ на оси и проведено сравнение с расчетом, который выполнялся по формуле [20]

$$f_{ef}(\varepsilon) = \frac{\bar{I}_{ch}(\varepsilon'_2)}{\varepsilon^{3/2}(\bar{\nu}_{ee} + \delta\nu_{ea})} \exp\left(-\int_{\varepsilon}^{\varepsilon'_2} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon k(\varepsilon)}\right), \quad (8)$$

где  $\bar{\nu}_{ee}$  и  $\bar{I}_{ch}(\varepsilon'_2)$  — усредненные по сечению трубки частота межэлектронных столкновений и источник рождения быстрых электронов в реакциях хемоионизации с начальной энергией  $\varepsilon'_2 = 11.7 \text{ eV}$ .

Для нахождения  $\varphi_w$  использовалось равенство  $\Gamma_i$  и  $\Gamma_{ef}$ . Амбиоплярный поток ионов определяется радиальным профилем концентрации медленных электронов  $n_e(r)$  и равен на единицу длины трубки

$$\Gamma_i = 2\pi R D_a \left. \frac{\partial n_i(r)}{\partial r} \right|_{r=R}. \quad (9)$$

При проведении вычислений учитывалась деформация  $n_i(r)$  по сравнению с распределением Бесселя  $J_0(\mu r/R)$  [22] ( $\mu = 2.4$  — первый корень функции Бесселя нулевого порядка), обусловленная протеканием интенсивной диссоциативной рекомбинации электронов и молекулярных ионов  $\text{Ne}_2^+$ . В начальной фазе послесвечения ( $t \leq 100 \mu\text{s}$ ) частота рекомбинации на оси трубки превосходила в 10–20 раз скорость распада основной диффузионной моды. Рекомбинация формирует профиль более пологий в центре трубки и спадающий быстрее основной диффузионной моды на периферии, что увеличивает поток на стенку по сравнению с чисто диффузионным распределением в нашем случае до полутора раз [22].

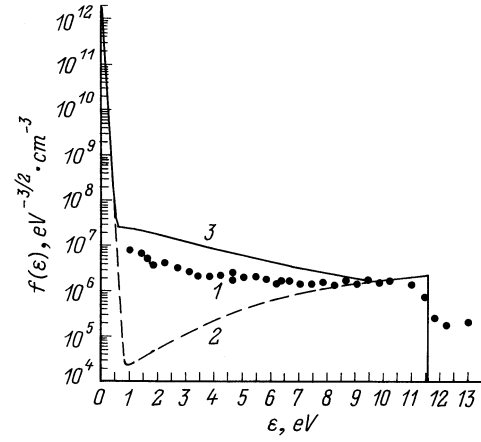


Рис. 1. ФРЭЭ в неоне. 1 — результат эксперимента; 2, 3 — результаты численного расчета при потенциалах стенки  $\varphi_w = 0.3, 9.5 \text{ eV}$  соответственно.

Поскольку основным механизмом гибели быстрых электронов является диффузия на стенку трубки, то при вычислении  $\Gamma_{ef}$  мы предполагали их распределение близким к  $J_0(\mu r/R)$ . Обратим внимание, что, хотя функция распределения при  $\varepsilon > e\varphi_w$  нелокальна, в качестве ее аргумента используется кинетическая энергия, которая в рассматриваемом нами случае плазмы послесвечения практически совпадает с полной из-за малой величины радиального амбиоплярного поля. Его значение определяется температурой медленных электронов и равно по порядку величины  $kT_e/e$ , что существенно меньше  $\varepsilon'_2/e$ . Поток  $\Gamma_{ef}$  в приближении формулы (8) определяется усредненной по  $f_{ef}(\varepsilon)$  частотой ухода быстрых электронов из объема плазмы [20]

$$\Gamma_{ef} = 2\pi R \cdot J_1(\mu) \int_{e\varphi_w}^{\varepsilon'_2} D_e(\varepsilon) f_{ef}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon, \quad (10)$$

где  $J_1(2.4) = 0.52$ .

Приведенное выражение является верхней оценкой и может превышать реальное значение на 30–40%. Это связано, во-первых, с тем, что пренебрегается отличием полной энергии от кинетической (торможением электронов амбиоплярным полем), во-вторых, источник быстрых электронов сосредоточен в приосевой области и радиальное распределение быстрых электронов может быть более узким по сравнению с  $J_0(\mu r/R)$ , что увеличивает время диффузии. Однако проводившиеся ранее измерения обсуждаемой радиальной зависимости [20,21] подтверждают, что используемое нами  $\mu = 2.4$  является хорошим приближением.

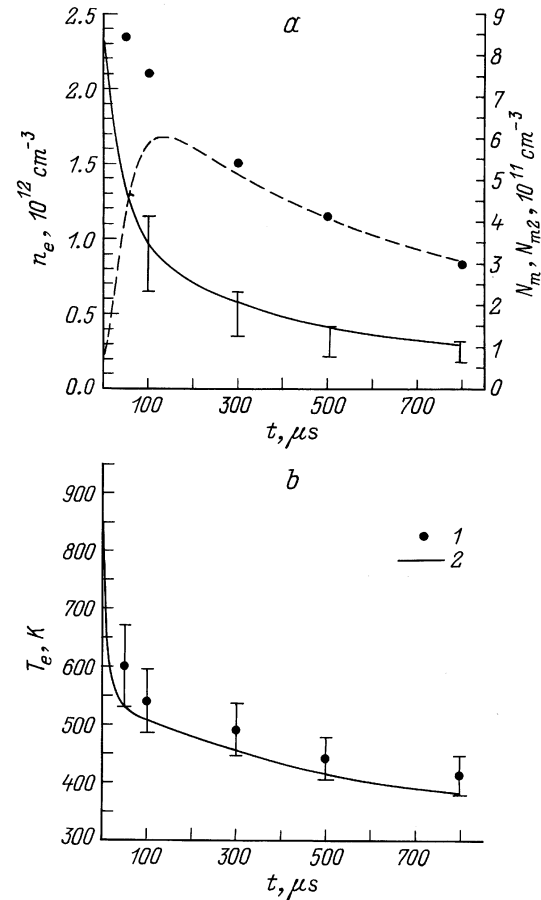
Результат измерения  $f_{ef}(\varepsilon)$  в неоне на оси трубки при времени задержки в послесвечении  $\tau = 100 \mu\text{s}$  приведен на рис. 1. Измерения проводились по второй производной зондового тока, поскольку решение модельных задач показало [7], что данный метод обладает для этих условий меньшей погрешностью, чем однократное

дифференцирование. Однако его применение дает заниженные (до 2–3 раз в области малых энергий) значения по сравнению с истинной ФРЭЭ. Здесь же приведены результаты двух численных расчетов ФРЭЭ, выполненных при различных  $\varphi_w$ . В первом случае (кривая 2)  $\varphi_w = \varphi_{es} = 5T_e \approx 0.3 \text{ eV}$ . В этом случае наблюдается обеднение ФРЭЭ в диапазоне ( $0.5 \leq \varepsilon \leq 11$ ) eV, вызванное диффузионным уходом электронов на стенку при релаксации. Во втором случае (кривая 3) величина  $\varphi_w$  определялась из совместного решения системы уравнений баланса  $T_e$  и  $\Gamma_{ef} = \Gamma_i$ . Решение системы дало  $\varphi_w = 9.5 \text{ eV}$ . В этом случае большая часть быстрых электронов заперта в объеме пристеночным скачком потенциала. Количество быстрых электронов существенно возросло. Как видно из сравнения, расчет со скачком пристеночного потенциала согласуется с измеренной высокоэнергетической частью ФРЭЭ. Расчет в предположении, что потенциал стенки определяется потоком  $\Gamma_{es}$  (кривая 2), имеет качественно иной вид. Это подтверждает, что в данных условиях реализуется режим со скачком пристеночного потенциала.

### Результаты исследования релаксации температуры электронов в послесвечении гелия и неона

Для послесвечения гелия уравнение (4) в совокупности с уравнениями баланса для концентраций метастабильных молекул  $\text{He}_p(a^3\Sigma_u^+)$ , атомарных ионов, молекулярных ионов в основном  $\text{He}_2^+$  и колебательно-возбужденных состояниях  $\text{He}_2^{+*}$ , дополненные условием квазинейтральности  $n_e = [\text{He}^+] + [\text{He}_2^+] + [\text{He}_2^{+*}]$  и измеренными значениями концентрации метастабильных атомов, образуют замкнутую систему для расчета  $T_e$ . Численный расчет проводился на оси разрядной трубки. Начальная концентрация электронов определялась по проводимости плазмы в конце разрядного импульса. Поскольку основным механизмом гибели заряженных частиц в активной фазе разряда является амбиполярная диффузия, то распределение электронов по радиусу близко к  $J_0(\mu r/R)$  и при токе в импульсе  $I_d = 90 \text{ mA}$   $n_e(0) = 2.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Оценки показывают, что в конце активной фазы разряда содержание молекулярных ионов составляет примерно 20% от  $n_e$ . Начальное значение  $[\text{He}_2^{+*}]$  определяется процессом разрушения в активной фазе разряда. Для конкретных условий  $[\text{He}_2^{+*}]$  уменьшается примерно в два раза во время протекания разрядного тока. Отметим, что варьирование начальных условий для  $[\text{He}_2^{+*}]$ ,  $[\text{He}_2^+]$ ,  $[\text{He}_2(a^2\Sigma_u^+)]$  на 50% практически не сказывается на релаксации  $T_e$  на временах задержки  $t \geq 30 \mu\text{s}$ .

На рис. 2, *a* приведены результаты расчета  $n_e(t)$ ,  $[\text{He}_2(a^3\Sigma_u^+)](t)$ , а также сопоставление с экспериментальными значениями на оси  $n_e(0, t)$ . Поскольку по проводимости плазмы определяется усредненная по сечению концентрация  $\bar{n}_e(t)$ , то для значений на оси указан



**Рис. 2.** Параметры плазмы в послесвечении гелия: *a* — концентрации возбужденных и заряженных частиц (● — измерения  $[\text{He}(2^3S)]$ , штриховая кривая — расчет  $[\text{He}_2(a^3\Sigma_u^+)]$ , сплошная — расчет  $n_e$  на оси с указанием значений, полученных из эксперимента); *b* — температура электронов (● — эксперимент, сплошная кривая — расчет).

диапазон возможных значений  $n_e(0, t)$  — от  $\bar{n}_e(t)/0.43$  до  $\bar{n}_e(t)/0.8$ . Как видно из рисунка, теоретический расчет  $n_e(t)$  в начальной фазе послесвечения соответствует полученным экспериментальным значениям в предположении рекомбинационного профиля электронов, что согласуется с проведенными оценками. В позднем послесвечении  $n_e(t)$  совпадает со значениями в предположении бесселевского распределения заряженных частиц, переход к которому осуществляется за время  $\tau_{da} \sim 10^3 \mu\text{s}$ . Таким образом, хорошее согласие теории и эксперимента в описании релаксации заряженных частиц позволяет сделать вывод о правильности используемой модели.

На рис. 2, *b* приведены результаты расчета и экспериментального определения  $T_e$ . Измерения  $T_e$  проводились по методу первой производной зондового тока. Из рисунка видно, что в исследуемом временном интервале  $t \leq 10^3 \mu\text{s}$  наблюдается существенный отрыв  $T_e$  от  $T_a$ . Поскольку время релаксации  $T_e$  на упругих столкновениях  $\delta(\nu_{ea}(T_e)) < 0.5 \mu\text{s}$ , то наблюдаемый отрыв связан

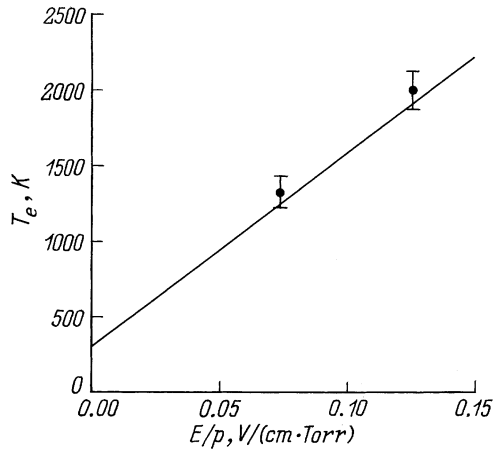


Рис. 3. Температура электронов в несамостоятельном разряде в гелии: ● — эксперимент, кривая — расчет.

с нагревом быстрыми электронами. Анализ показал, что в конкретном режиме основным источником нагрева максвелловских электронов служат удары 2-го рода с атомарными и молекулярными метастабильными состояниями. Результаты теории и эксперимента согласуются между собой.

Точность экспериментального определения  $T_e$  проверялась специальными измерениями в несамостоятельном разряде. Для этого в послесвечении при  $t = 400 \mu\text{s}$  создавалось слабое электрическое поле при помощи дополнительного импульса. При этом  $T_e$  определяется главным образом величиной электрического поля  $E$ . На рис. 3 приведено сопоставление измеренной  $T_e$  и вычисленной зависимости  $T_e(E/p)$ . Расчет, в котором принят во внимание нагрев электрическим полем, отличается от эксперимента на 8%. Если учесть дополнительный нагрев за счет быстрых электронов, то получим отличие расчета и эксперимента в пределах случайной погрешности около 4%. Это свидетельствует о надежности примененного зондового метода в определении  $T_e$  при повышенных давлениях.

Для послесвечения неона измеренные концентрации электронов и концентрации наиболее заселенных возбужденных состояний атомов  $N^*$  приведены на рис. 4, *a*. Поскольку все необходимые значения  $n_e$  и  $N^*$  известны из эксперимента, а частота релаксации  $\delta\langle\nu_{ea}(T_e)\rangle \sim 3\mu\text{s}$ , то расчет  $T_e$  и потоков заряженных частиц на стенку проводился в квазистационарном приближении ( $dT_e/dt = 0$ ).

Измерение  $T_e$  проводилось по методу первой производной. Поскольку сечение упругих столкновений в тепловой области энергий в неоне в пять раз меньше, чем в гелии, то, согласно решению модельных задач [7], данная методика в данных условиях ( $a \sim \lambda(\varepsilon)$ ) дает систематическое занижение величины  $T_e$  на 10%. Для представленных измерений была проведена коррекция на указанную систематическую ошибку. Как видно из

измерений (рис. 4, *b*), отрыв  $T_e$  от  $T_a$  в ранней фазе послесвечения  $t \leq 100 \mu\text{s}$  может достигать 200 К.

Для тепловой области энергий, где распределение электронов имеет максвелловский вид, частота энергетической релаксации определяется  $\delta\nu_{ea}$  и частотой перемешивания возбужденных состояний  $\nu^*$ . Оценки дают значение  $k(0.1) \sim (0.3-1)$ . В области неравновесного формирования ФРЭЭ  $T_e \ll \varepsilon \leq \varepsilon'$  эффективность передачи энергии в процессах перемешивания падает как  $\Delta E_{21}/\varepsilon$  и значение  $k(\varepsilon)$  определяется  $\delta\nu_{ea}$  и  $\nu_{ee}$ . Таким образом, в неоне реализуется переходный режим между локальным и нелокальным случаями формирования ФРЭЭ. Высокоэнергетическая часть ФРЭЭ формируется главным образом в нелокальном режиме. В области сосредоточения максвелловских электронов в начальной фазе послесвечения формирование ФРЭЭ в основном локально.

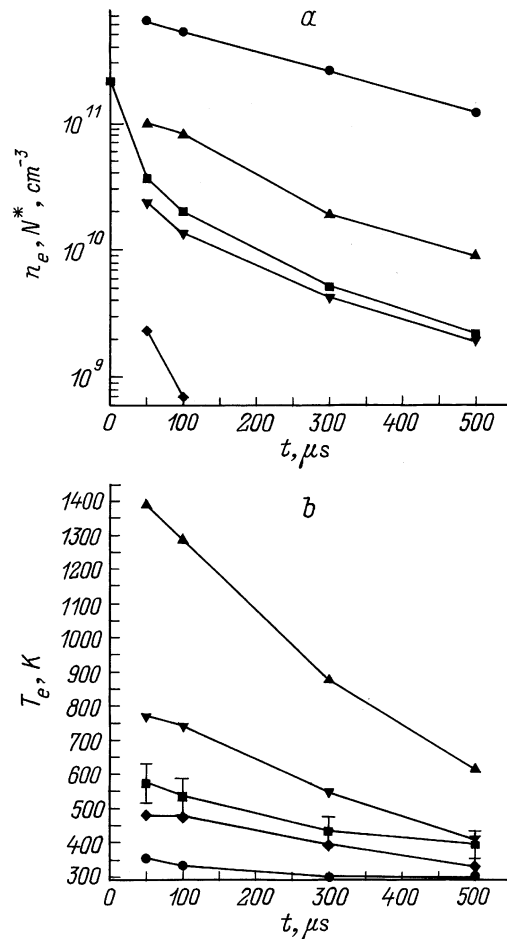


Рис. 4. Параметры плазмы в послесвечении неона. *a* — измеренные концентрации возбужденных и заряженных частиц: ■ —  $n_e$ , ● —  $[\text{Ne}(^3P_2)]$ , ▲ —  $[\text{Ne}(^3P_1)]$ , ▼ —  $[\text{Ne}(^3P_0)]$ , ◆ —  $[\text{Ne}(^1P_1)]$ ; *b* — температура электронов: ■ — эксперимент, значки — результаты расчета  $T_e$  на оси трубки (▲ — локальное приближение); ●, ◆, ▼ — нелокальное приближение.  $\varphi_{\text{в}}$ , eV: ● — 0.3, ◆ — 9.5 eV (в расчете используется значение  $n_e$  на оси), ▼ — 9.5 (в расчете используется значение  $n_e$ , усредненное по радиусу).

При вычислении  $T_e$  мы сопоставили предельные случаи локального и нелокального приближений. Обнаружилось значительное различие при расчете эффективных энергий между локальным  $\varepsilon_l$  и нелокальным  $\varepsilon_{nl}$  случаями. Так, при  $t = 50 \mu\text{s}$   $\varepsilon_l = 4.2 \text{ eV}$ , а  $\varepsilon_{nl} = 0.26 \text{ eV}$  и различие составляет более порядка величины. С увеличением времени задержки эта разница еще более возрастает и при  $t = 500 \mu\text{s}$   $\varepsilon_l = 1.3 \text{ eV}$ , а  $\varepsilon_{nl} = 0.015 \text{ eV}$  достигает практически двух порядков величины. Это различие существенным образом сказывается на рассчитанном значении  $T_e$ . Локальный расчет, согласно которому надо использовать  $\varepsilon_l$  и значения  $n_e$  и  $N^*$  на оси (▲, рис. 4, b), дает отрыв ( $T_e - T_a$ ), который в начальной фазе послесвечения в несколько раз превышает экспериментальные значения. Напротив, нелокальный расчет без учета скачка потенциала стенки, согласно которому надо использовать  $\varepsilon_{nl}$  и усредненные по радиусу значения  $n_e$  и  $N^*$  (●, рис. 4, b), не может объяснить наблюдаемый в эксперименте отрыв  $T_e$  от  $T_a$ .

Как уже отмечалось, в данных условиях реализуется режим со скачком пристеночного потенциала  $\varphi_w \sim 9 - 10 \text{ eV}$ . Это обстоятельство существенно увеличивает значение эффективной энергии в нелокальном приближении. Результаты расчета  $T_e$  из совместного решения системы уравнений баланса  $T_e$  и уравнения для нахождения  $\varphi_w$  представлены на рис. 4, b (◆ и ▼). В одном из расчетов использовалось значение  $n_e$  на оси (◆), что соответствует локальному приближению в формировании максвелловских электронов. Для другого расчета (▼) использовалось среднее по радиусу значение  $n_e$ , что соответствует нелокальному режиму формирования максвелловских электронов в поздней фазе послесвечения. Диапазон между этими кривыми соответствует неопределенности в расчете, которую можно получить в данном переходном случае формирования ФРЭЭ. Как видно, экспериментальные значения соответствуют указанному коридору при расчете  $T_e$ . Для более точного расчета необходимо знание радиальных зависимостей амбиполярного потенциала, концентраций возбужденных атомов и электронов.

## Заключение

В работе показано, что при повышенных давлениях процессы с образованием быстрых электронов существенно влияют на скорость релаксации электронной температуры. При этом время релаксации оказывается много больше времени потери энергии электронами при упругих электрон-атомных столкновениях. Установлено сильное влияние потенциала стенки на баланс электронной температуры в переходом режиме формирования ФРЭЭ от локального к нелокальному случаю. Увеличение вероятности появления скачка пристеночного потенциала при повышенных давлениях связано с уменьшением амбиполярного потока ионов на стенку по сравнению с плазмой низкого давления.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 00-02-17662).

## Список литературы

- [1] Kolokolov N.B., Kudryavtsev A.A., Blagoev A.B. // *Physica Scripta*. 1994. Vol. 50. N 4. P. 371–402.
- [2] Цендин Л.Д., Голубовский Ю.Б. // *ЖТФ*. 1977. Т. 47. Вып. 9. С. 1839–1851.
- [3] Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Романенко В.А. // *ЖТФ*. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1737–1743.
- [4] Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978, 254 с.
- [5] Deloche R., Monchicourt R., Cheret M. et al. // *Phys. Rev. A*. 1976. Vol. 13. N 3. P. 1140–1162.
- [6] Arslanbekov R.R., Kudryavtsev A.A. // *Phys. Rev. E*. 1998. Vol. 58. N 5. P. 6539–6552.
- [7] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. // *Физика плазмы*. 1989. Т. 15. № 12. С. 1513–1520.
- [8] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. // *ЖТФ*. 1988. Т. 58. Вып. 9. С. 1817–1819.
- [9] Голубовский Ю.Б., Захарова В.М., Пасункин В.Н., Цендин Л.Д. // *Физика плазмы*. 1981. Т. 7. № 3. С. 620–628.
- [10] Герасимов Г.Н., Лягущенко Р.И., Старцев Г.П. // *Опт. и спектр.* 1971. Т. 30. Вып. 4. С. 606–611.
- [11] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [12] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 374 с.
- [13] Иванов В.А. Распадающаяся плазма с молекулярными ионами // *Химия плазмы*. Вып. 13. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 74–114.
- [14] Карачевцев Г.В., Тальрозе В.Л. // *Химия плазмы*. Вып. 14. М.: Энергоатомиздат. 1987. С. 255–258.
- [15] Большаков А.А., Скобло Ю.Э. // *Опт. и спектр.* 1990. Т. 68. Вып. 6. С. 1248–1254.
- [16] Pilosof N., Blagoev A. // *J. Phys. B*. 1988. Vol. 21. N 4. P. 639–642.
- [17] Иванов В.А. // *Опт. и спектр.* 1998. Т. 84. № 5. С. 709–716.
- [18] Blagoev A.B., Kagan Yu.M., Kolokolov N.B., Lyaguzhenko R.I. // *ЖТФ*. 1972. Т. 44. Вып. 2. С. 339–347.
- [19] Демидов В.И., Колоколов Н.Б. // *ЖТФ*. 1980. Т. 50. Вып. 3. С. 564–571.
- [20] Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Торонов О.Г. // *Физика плазмы*. 1986. Т. 12. № 6. С. 702–707.
- [21] Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Романенко В.А. // *ЖТФ*. 1988. Т. 58. Вып. 11. С. 2098–2105.
- [22] Gray E.P., Kerr D.E. // *Ann. Phys.* 1962. Vol. 17. N 2. P. 276–300.