

УДК 533.951 : 537.525

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ В РАЗРЯДЕ НЕОН-ГЕЛИЕВЫХ ЛАЗЕРОВ

В. П. Абрамов, С. Л. Кленов, Б. В. Удальцов

Проведено исследование пространственно-однородных колебаний (ОК) в разряде неон-гелиевых лазеров. Получены экспериментальные результаты, которые не находят объяснения в рамках существующих теоретических представлений [1-3, 6]. Рассмотрена модель ОК в квазинейтральной плазме, в которой учтено влияние метастабильных атомов, что позволило объяснить все наблюдаемые особенности ОК и получить хорошее согласие с экспериментом.

Пространственно-однородным колебаниям (ОК), возникающим в разряде неон-гелиевых лазеров, уделялось пристальное внимание [1-6]. В этих работах принято, что при уменьшении разрядного тока в положительном столбе (ПС) разряда из-за нарушения квазинейтральности плазмы ПС происходит отклонение от режима амбиполярной диффузии. При этом среднее время диффузии τ_d электронов к стенкам разрядного промежутка становится возрастающей функцией концентрации электронов n , что обуславливает как падающий характер вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда, так и возникновение ОК. Однако оценки показывают, что в условиях работы неон-гелиевых лазеров отклонение плазмы от квазинейтральности крайне мало ($(n_i - n)/n_i \approx (L_D/r)^2 \ll \ll 10^{-2}$, где n_i — концентрация ионов, L_D — дебаевская длина экранирования, r — радиус разрядной кюветы) и указанный механизм вряд ли несет ответственность за возбуждение ОК. Действительно, в [7] экспериментально показано, что ОК могут возбуждаться не только при уменьшении, но и при увеличении тока в условиях, когда квазинейтральность плазмы не вызывает сомнений. В этом случае ОК и падающий характер ВАХ разряда обусловлены возрастающей зависимостью частоты ионизации газа от концентрации электронов [8-10]. Следует отметить, что в обоих рассмотренных случаях баланс концентраций в ПС описывается дифференциальным уравнением следующего вида:

$$\dot{n} = G(n, E)n, \quad (1)$$

где $G(n, E) = \nu_i(n, E) - \tau_d^{-1}(n)$ — возрастающая функция n , E — напряженность электрического поля ПС.

Естественно поэтому, что линейный анализ устойчивости разряда в обоих случаях приведет к идентичным математическим выражениям как для дифференциального сопротивления разряда ρ , так и критерия возникновения ОК и их периода, хотя параметры, входящие в эти выражения, будут иметь различный физический смысл в зависимости от того, какой механизм заложен в основу возникновения ОК.

Возможность использования (1) для описания ОК в ПС связана с предположением, что G зависит от мгновенного значения концентрации электронов. Это оправдано в тех случаях, когда зависимость от n обусловлена влиянием электрон-электронных столкновений на функцию распределения электронов по энергиям [10] (ν_i — функция n), а также нарушением режима амбиполярной

диффузии при отклонении от квазинейтральности (τ_d — функция n). Действительно, времена релаксации функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) τ_ϵ или объемного заряда τ_p достаточно малы, и учет соответствующих инерционностей приведет к незначительным поправкам (порядка τ_ϵ/τ_d или τ_p/τ_d) в полученных в [7] выражениях. Если же зависимость v_i от n обусловлена в основном ионизацией метастабильных атомов, то необходимо принимать во внимание инерционность, связанную с конечным временем жизни метастабилей [11].

Проведенные в настоящей работе экспериментальные исследования ОК в разряде неон-гелиевых лазеров показали принципиальную неполноту модели ОК, основанной на уравнении (1). Учитывая процессы ионизации метастабильных атомов и соответствующие инерционности, оказалось возможным построить модель ОК, хорошо описывающую экспериментальные результаты.

1. Постановка эксперимента и результаты измерений

Экспериментальная проверка результатов, следующих из теоретической модели ОК в разряде неон-гелиевых лазеров, сопряжено с определенными сложностями. Действительно, в [7] было показано, что в выражения для инкремента неустойчивости γ , периода колебаний T , дифференциального сопротивления разряда ρ и т. д. входят такие величины, как $\xi_n = \tau_d (\partial \ln G / \partial \ln n)$, $\Gamma_E = \tau_n (\partial \ln G / \partial \ln E)$ (или $\Gamma_T = \tau_d (\partial \ln G / \partial \ln T_d)$, T_e — средняя энергия электронов). Поскольку ξ_n и Γ_E определяются кинетикой процессов в плазме, то их расчет требует соответствующего кинетического рассмотрения. Тем не менее оказывается возможным получить поддающиеся экспериментальной проверке соотношения, связывающие параметры ОК с макроскопическими параметрами разряда. Действительно, основываясь на результатах работы [7], можно показать, что на пороге возникновения ОК должны выполняться следующие соотношения:

$$\gamma = \xi_n - \tau_d / \tau = 0, \quad (2)$$

$$T = 2\pi C \left[\frac{1}{\tilde{R}} \left(\frac{1}{|\rho|} - \frac{1}{R_0} \right) \right]^{-1/2}, \quad (3)$$

где $\tau = \tilde{R}C$ — постоянная времени внешней цепи; $\tilde{R} = RR_0 / (R + R_0)$ определяется величинами параллельно включенных сопротивления разряда R и балластного сопротивления R_0 ; $C = 2C_a + C_x$, C_x — емкость между анодом и катодом; C_a — межэлектродная емкость в двухэлектродном разряде (рис. 1) и $C_a = 0$ в разряде с одним анодом. В (3) входят только макроскопические параметры разряда ρ и R , и оно легко проверяется экспериментально. Из (2) следует, что при фиксированном токе разряда I колебания возбуждаются при выполнении условия

$$\tilde{R}C = \text{const}. \quad (4)$$

В то же время при $I = \text{const}$ можно варьировать величиной \tilde{R} , изменяя для этого соответствующим образом величину R_0 и напряжение питания U_n . Подбирая при этом емкость C так, чтобы удерживать ОК на границе возбуждения, можно экспериментально проверить (4). Следует отметить, что (2) и (3) не зависят от того, какой физический процесс обуславливает возникновение ОК, а базируется лишь на предположении, что баланс электронов в ПС может быть описан уравнением (1).

Измерения проводились с симметричными двухэлектродными разрядными промежутками, схема включения которых показана на рис. 1. Использование таких разрядных кювет позволяет исключить из рассмотрения прикатодные об-

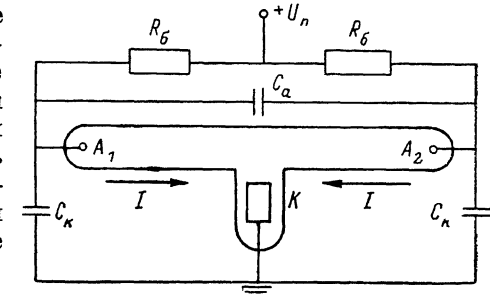


Рис. 1. Схема включения двухэлектродного разряда.

A_1, A_2 — аноды; K — катод; U_n — напряжение источника питания; R_0 — балластное сопротивление; C_a, C_x — межэлектродная и катодная емкости.

ласти разряда [7]. Диаметры разрядных каналов изменялись от 1.8 до 4 мм, а исследуемые кюветы были напаяны на вакуумный пост, что позволяло варьировать состав и давление p неон-гелиевой смеси. Измеряемыми величинами являлись период колебаний T , дифференциальное ρ и статическое R сопротивления столба разряда.

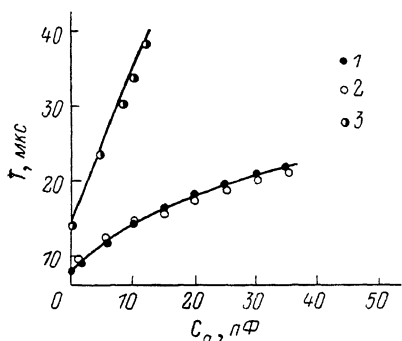


Рис. 2. Зависимость периода T на границе возбуждения ОК от величины межэлектродной емкости C_a .

$d=3$ мм, $p=400$ Па (3 мм рт. ст.), Ne : He=1 : 10. 1 — эксперимент; 2, 3 — расчет по формулам (16) и (3) соответственно.

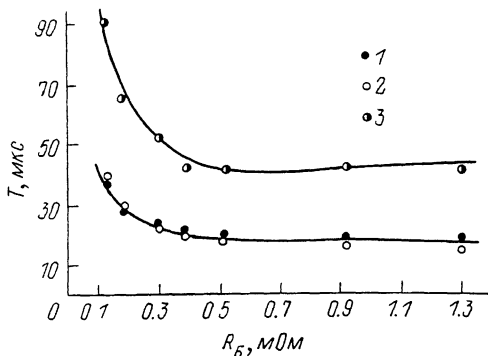


Рис. 3. Зависимость периода T на границе возбуждения ОК от величины балластного сопротивления R_b .

Ток с катода 3 мА, $d=3$ мм, $p=400$ Па (3 мм рт. ст.), Ne : He=1 : 10. 1 — эксперимент; 2, 3 — расчет по формулам (13) и (3) соответственно.

Результаты измерений представлены на рис. 2—4 (кривые 1). На рис. 2 показана зависимость периода колебаний T от величины межэлектродной емкости C_a , шунтирующей разряд. В этом эксперименте при постоянной величине R_b варьировался ток разряда I , а величина C_a подбиралась такой, чтобы в разряде возбуждались ОК.

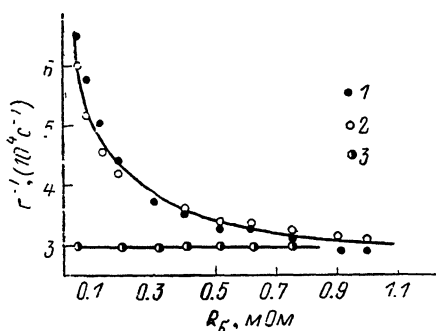


Рис. 4. Зависимость величины $\tau^{-1}=1/\bar{R}C$ от R_b на границе возбуждения ОК.

Ток с катода 5 мА, $d=4$ мм, $p=530$ Па (4 мм рт. ст.), Ne : He=1 : 15. 1 — эксперимент; 2, 3 — расчет по формулам (17) и (4) соответственно.

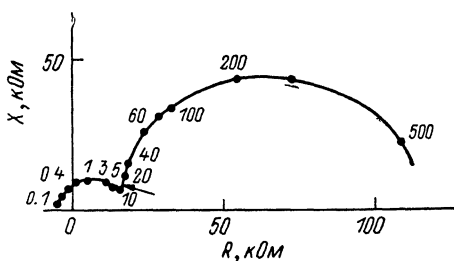


Рис. 5. Годограф импеданса Z разряда при токе катода 2 мА, $d=4$ мм, $p=400$ Па (3 мм рт. ст.), Ne : He=1 : 15.

Число около точек соответствует частоте модуляции разряда в кГц. Стрелкой отмечена частота ОК на границе возбуждения.

При измерениях зависимостей T от R_b и τ^{-1} от R_b (рис. 3, 4 соответственно) одновременно изменялись U_{II} и R_b так, чтобы ток разряда оставался постоянным, а величина емкости C_a при этом обеспечивала выполнение условия $\gamma=0$.

Зависимости T от C_a и T от R_b , рассчитанные по соотношению (3), представлены кривыми 3 на рис. 2, 3 соответственно. Как следует из этих рисунков, соотношение (3) в целом правильно отображает ход экспериментальных кривых. Однако зависимость $T(C_a)$, полученная согласно (3), существенно сильнее,

чем наблюдаемая экспериментально, а $T(R_0)$ заметно смещена относительно экспериментальной кривой. Подобное расхождение расчета и эксперимента наблюдается при измерениях на разрядных промежутках различной длины и диаметра, а также при вариации давления газовой смеси и ее состава. Следует отметить, что соотношение (3) выражает связь между макроскопическими измеряемыми параметрами и должно выполняться с точностью до ошибки эксперимента, не превышающей нескольких процентов. Поэтому указанные расхождения свидетельствуют о принципиальной неполноте использованной при выводе (3) модели разряда. На то же указывает и полученная экспериментально зависимость τ^{-1} от R_0 (рис. 4), которая противоречит соотношению (4).

Измерения импеданса Z в разряде неон-гелиевых лазеров показали, что зависимость Z от частоты модуляции f , построенная на комплексной плоскости, имеет вид двух полуокружностей (рис. 5) и качественно совпадает с зависимостями, полученными в [11] при измерениях в неоне на кюветах большого (1—2 см) диаметра. Эти результаты ясно указывают, что реактивные свойства ПС определяются двумя инерционными процессами с характерными временами в рассматриваемых условиях 10^{-6} — 10^{-7} и 10^{-4} — 10^{-5} с, что по порядку величины совпадает с временами жизни электронов и метастабильных атомов. Как видно из рис. 5, на частоте возникающих ОК оказываются существенными оба инерционных процесса, поэтому учет конечного времени жизни и ионизации метастабильных атомов необходим при анализе устойчивости плазмы ПС. Отметим, что влияние этих процессов на динамические свойства ПС рассматривалось в [11, 12], а на возникновение страт в [8, 13, 14].

2. Анализ устойчивости разряда

В соответствии с представленными экспериментальными результатами при анализе устойчивости ионизационного баланса в разряде неон-гелиевых лазеров следует учитывать процессы ионизации метастабильных атомов. При этом усредненные по сечению разряда уравнения баланса концентрации электронов n и метастабильных атомов m запишутся в виде

$$\begin{aligned} \dot{n} &= \nu_i(n, E, m)n - n/\tau_d, \\ \dot{m} &= \nu_m(E)n - m/\tau_m(n, m), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\nu_i = \alpha_{0i}N + \alpha_{mi}m + \alpha_{mm}m^2/n$$

— частота ионизации, N — концентрация атомов газа; α_{0i} , α_{mi} , α_{mm} — скорости ионизации из основного и метастабильного состояний электронным ударом, а также при столкновениях метастабильных атомов; $\nu_m = \alpha_{0m}N$ и $1/\tau_m = \alpha_{m0}n + \alpha_{mm}m + 1/\tau_{md}$ — частоты возбуждения и разрушения метастабильных состояний; τ_{md} и α_{0m} — соответственно диффузионное время жизни и скорость возбуждения метастабилей.

Поскольку время релаксации ФРЭЭ τ_e много меньше τ_d и τ_m , то коэффициенты α_{0m} и α_{0i} можно считать зависящими от мгновенного значения напряженности поля E . Соответствующие зависимости τ_m , τ_d и α_{mi} от E слабы и ими можно пренебречь. При больших n следует учитывать зависимости α_{0m} и α_{0i} от n , обусловленные влиянием электрон-электронных столкновений на ФРЭЭ. Поскольку с ростом n существенно увеличивается вклад ступенчатой ионизации, будем учитывать только зависимость α_{0m} от n . Такое упрощение не сказывается заметным образом на результатах анализа, поскольку с ростом n уменьшается τ_m , частота ионизации становится функцией мгновенного значения n и в окончательные выражения входит лишь величина $\partial \ln \nu_i / \partial \ln n$.

Линеаризуя (5) относительно малых отклонений от стационарного состояния, получим

$$\begin{aligned} \tau_d \frac{\delta n}{n} &= -\eta_{mm} \frac{\delta n}{n} + \eta_{0i} \Gamma_{0i} \frac{\delta E}{E} + (\eta_{mi} + 2\eta_{mm}) \frac{\delta m}{m}, \\ \tau_m \frac{\delta m}{m} &= (\xi_{0m} + \varepsilon_{mm} + \varepsilon_{md}) \frac{\delta n}{n} + \Gamma_{0m} \frac{\delta E}{E} - (1 + \varepsilon_{mm}) \frac{\delta m}{m}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\eta_{0i} = \alpha_{0i} N / \nu_i$, $\eta_{mi} = \alpha_{mi} m / \nu_i$, $\eta_{mm} = \alpha_{mm} m^2 / \nu_i n$ — вклады соответствующих процессов в ионизационный баланс в ПС; $\varepsilon_{mm} = \alpha_{mm} m / \nu_m$, $\varepsilon_{mi} = \alpha_{mi} n / \nu_m$, $\varepsilon_{md} = 1 / \nu_m \tau_{md}$ — вклады соответствующих процессов в разрушение метастабильных состояний; величины $\xi_{0m} = \partial \ln \alpha_{0m} / \partial \ln n$, $\Gamma_{0m} = \partial \lg \alpha_{0m} / \partial \ln E$, $\Gamma_{0i} = \partial \ln \alpha_{0i} / \partial \ln E$ характеризуют зависимость скоростей возбуждения и ионизации от концентрации n и напряженности поля E .

Из (6) несложно получить выражение для дифференциального сопротивления разряда

$$\rho = - \frac{\xi}{\Gamma - \xi} R,$$

где

$$\begin{aligned} \xi &= \eta_{mi} (\xi_{0m} + \varepsilon_{mm} + \varepsilon_{md}) + \eta_{mm} (2\xi_{0m} + \varepsilon_{md} - \varepsilon_{mi}), \\ \Gamma &= \eta_{0i} (1 + \varepsilon_{mm}) \Gamma_{0i} + (\eta_{mi} + 2\eta_{mm}) \Gamma_{0m}. \end{aligned} \quad (7)$$

Величина ξ , по определению (7), положительна, поэтому $\rho < 0$ и падающий характер ВАХ разряда обусловлен как влиянием электрон-электронных столкновений на ФРЭЭ (параметр ξ_{0m} в (10)), так и ионизацией метастабильных атомов. При этом величина $|\rho|$ пропорциональна вкладам в ионизационный баланс η_{mi} и η_{mm} процессов, квадратичных по концентрации электронов.

Дополняя систему (6) линеаризованным уравнением внешней цепи

$$\frac{\delta I}{I} + RC \frac{\delta E}{E} + \frac{R}{R_0} \frac{\delta E}{E} = 0 \quad (8)$$

и используя соотношение

$$\frac{\delta I}{I} = \frac{\delta n}{n} + \frac{\delta E}{E}, \quad (9)$$

получим характеристическое уравнение для системы (6)–(9)

$$\tau_m \hat{\tau}_d \tau \hat{\rho}^3 + (\tau_m + \beta \tau) \hat{\tau}_d \hat{\rho}^2 + \left(\hat{\tau}_d \beta + \tau_m \alpha \frac{R_0}{R + R_0} + \tau \frac{\rho}{R} \right) \hat{\rho} + \frac{R_0 + \rho}{R + R_0} = 0, \quad (10)$$

где

$$\hat{\tau}_d = \frac{\tau_d}{\Gamma - \xi}, \quad \beta = 1 + \varepsilon_{mm} + \eta_{mm} \frac{\tau_m}{\tau_d}, \quad \alpha = \eta_{0i} \frac{\Gamma_{0i}}{\Gamma - \xi}.$$

В рассматриваемых условиях $\varepsilon_{mm} \tau_d / \eta_{mm} \tau_m = n/m \ll 1$, поэтому $\beta = 1 + \eta_{mm} (\tau_m / \tau_d)$. Параметр α определяется величиной прямой ионизации в разряде и зависит от ее скорости от E . Отметим, что $\alpha = 1$ в случае только прямой ионизации и стремится к 0 по мере уменьшения вклада η_{0i} .

Из (10) следует необходимое условие статической устойчивости разряда

$$-\rho < R_0. \quad (11)$$

Если (11) выполнено, то разряд может оказаться неустойчивым относительно возмущений вида $e^{j\omega t}$ при выполнении условия

$$-\frac{\rho}{\hat{R}} \geq \frac{(\tau_m + \beta \tau) \left(\alpha \tau_m + \beta \hat{\tau}_d \frac{R}{\hat{R}} \right) - \tau_m \tau}{\tau \left(\beta \tau + \tau_m \frac{\hat{R}}{R} \right)}. \quad (12)$$

При этом период колебаний на пороге возбуждения дается выражением

$$T = 2\pi \left[(\tau_m + \beta \tau) \hat{\tau}_d \frac{R + R_0}{R_0 + \rho} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

3. Обсуждение результатов

Согласно (12), ОК в разряде возбуждаются на падающем участке ВАХ. При больших токах разряда, когда $\tau_m \ll \hat{\tau}_d$, а падающий характер ВАХ свя-

зан с влиянием межэлектронных столкновений на ФРЭЭ, критерий возникновения ОК (12) совпадает с полученным в [7]

$$-\rho/R \geq \hat{\tau}_d/\tau. \quad (14)$$

При малых разрядных токах выполняется обратное неравенство: $\tau_m > \hat{\tau}_d$, а ξ_{0m} можно считать $\xi_{0m}=0$. Пренебрегая для простоты процессом ионизации при столкновениях метастабильных атомов ($\eta_{mm}=0$ и соответственно $\beta=1$) и полагая $R_6 \gg R$ (разряд питается от источника тока), получим

$$-\frac{\rho}{R} \geq \frac{\tau_m}{\tau} \left(\alpha - \frac{1}{1 + \tau_m/\tau} \right). \quad (15)$$

При уменьшении разрядного тока возрастает сопротивление ПС ($R \sim 1/n$) и соответственно величина τ . При этом правая часть неравенства (14) уменьшается, а отношение $\rho/R = d \ln E/d \ln I$ меняется незначительно, поэтому при уменьшении разрядного тока возбуждаются ОК даже в случае малых (паразитных) межэлектродных емкостей.

С другой стороны, согласно (15), ОК возбуждаются и при увеличении тока. Действительно, при возрастании n увеличивается вклад η_{mi} ионизации метастабильных атомов, что соответствует уменьшению $\alpha \sim \eta_{oi} = 1 - \eta_{mi}$, а рост отношения $\tau_m/\tau \sim n/(1 + \alpha_{m0}n\tau_{md})$ ограничен. Поэтому при увеличении тока выполняется критерий (15) и возбуждаются ОК (рис. 6).¹

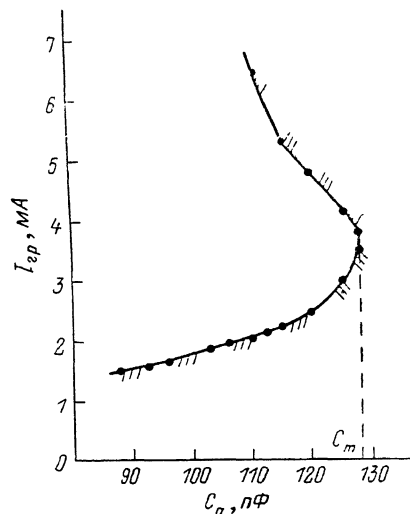


Рис. 6. Зависимость граничного тока ОК $I_{гр}$ от величины межэлектродной емкости C_a .

$d=4$ мм, $p=400$ Па (3 мм рт. ст.), $Ne:He=1:15$. Штриховкой отмечены зоны колебаний.

В соответствии с (15) колебания всегда можно возбудить, увеличивая емкость C_a . Поэтому показанные на рис. 6 границы возникновения ОК сливаются при $C_a > C_m$ и разряд становится неустойчивым во всем исследованном диапазоне токов.

Полученные соотношения проверялись с использованием результатов измерений (рис. 2—4). При этом в (12) и (13) представлялись измеренные значения τ , R , ρ и R_6 ; величины τ_d и τ_m оценивались согласно [16]: $\tau_d = 1.5 \cdot 10^{-6} p d^2$ с ($T_e = 6$ эВ), $\tau_m = \tau_{mi} (1 + \alpha_{m0} n \tau_{md})^{-1}$, где $\tau_{md} = 10^{-4} p d^2$ с, $\alpha_{m0} = 2.5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [16]; концентрация $n = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ определялась из величины сопротивления разряда R . Параметры α , $\beta = 1 + \eta_{mm} (\tau_m/\tau_d)$ и $\tau_d/\hat{\tau}_d = \Gamma - \xi$, которые определяются кинетикой элементарных процессов в ПС, выбирались при сравнении с экспериментом, а затем оценивались согласно [9, 13, 15, 16].

Полагая $R_6 \gg |\rho|$, что легко реализовать на эксперименте, перепишем (13) в виде

$$T = 2\pi \left[\frac{\tau_m \tau_d}{\Gamma - \xi} \left(1 + \frac{\tau}{\tau_m} + \eta_{mm} \frac{\tau}{\tau_d} \right) \frac{R + R_6}{R_6} \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Согласно (16), период колебаний $T \sim (1 + aC)^{1/2}$, где a определяется величиной граничного тока. Поэтому зависимость периода T от емкости C оказывается существенно слабее, чем следующая из (3) $T \sim C$, что значительно лучше соответствует эксперименту (рис. 2). Если $\tau_m = 2.3 \cdot 10^{-5}$ с, $\tau_d = 4 \cdot 10^{-7}$ с и τ

¹ Согласно (14), для возбуждения ОК с ростом тока отношение ρ/R должно увеличиваться по крайней мере как $1/R$. Однако эксперимент показывает, что $\rho/R \approx 0.1$ слабо зависит от тока и в рассматриваемых условиях возникновение верхней по току границы ОК связано с выполнением (15).

меняется в диапазоне 1—6 мкс (для условий рис. 2), то найдем, что при $\eta_{mm} = 0.1$ и $\Gamma - \xi = 3.6$ достигается численное согласие с измеренной зависимостью $T(C)$.

Зафиксировав ток разряда и используя значения τ и R_0 на пороге возбуждения ОК, получим, что при тех же значениях η_{mm} и $\Gamma - \xi$ хорошо согласуются измеренная и рассчитанная согласно (13) зависимости T от R_0 (рис. 3).

При экспериментальной проверке критерия возникновения ОК (12) учтем, что $\beta \hat{\tau}_d / \alpha \tau_m \approx \eta_{mm} / \eta_{0i} \Gamma_{0i} \ll 1$, и, пренебрегая поэтому в (12) членом, пропорциональным $\hat{\tau}_d$, получим, что на пороге возбуждения должно выполняться соотношение

$$R_0 = -\rho\beta \left[\alpha \frac{\tau_m^2}{\tau^2} + \left(\alpha\beta - 1 + \frac{\rho}{R} \right) \frac{\tau_m}{\tau} + \beta \frac{\rho}{R} \right]^{-1}. \quad (17)$$

Согласно (17), при уменьшении R_0 и фиксированном граничном токе величина τ^{-1} увеличивается, что наблюдается экспериментально (рис. 4). Таким образом, (17) правильно описывает связь между параметрами внешней цепи R_0 и τ на пороге возникновения ОК, которая необъяснима в рамках упрощенной модели (1). Для соответствующих рис. 4 разрядных условий: $\tau_m = 4.7 \times 10^{-5}$ с, $\tau_d = 10^{-6}$ с, $|\rho| = 56$ кОм, $|\rho|/R = 0.18$ выражение (17) количественно согласуется с экспериментом при $\alpha = 0.38$, $\eta_{mm} = 0.06$.

Следует отметить, что значения параметров α , η_{mm} и $\Gamma - \xi$, при которых достигается совпадение расчетных и экспериментальных кривых, согласуются с известными из литературы данными. Действительно, согласно [13], при $pd \approx 1$, когда в разряде преобладают неупругие потери энергии электронов, $\nu_{0m} \sim E^2/p$ и соответственно $\Gamma_{0m} = 2$; для рассматриваемых условий $E/p = 5 \div 10$ В/см из выражения (5.94) работы [9] следует $\Gamma_{0i} = 3$. По определению (7), $\Gamma_{0m} < \Gamma < \max(\Gamma_{0i}; 2\Gamma_{0m})$ и оценка $\Gamma \approx 3$ близка к полученному значению $\Gamma = 3.6 + \xi$ ($\xi < 1$). При этом, используя выбранные значения α и η_{mm} , оценим вклады $\eta_{0i} \approx \alpha = 0.38$ и $\eta_{mi} = 0.56$, что соответствует результатам работ [15, 16], согласно которым в условиях, близких к рассматриваемым ($pd \approx 1$, $I/d \approx 10$ мА/см, $E/p \approx 5$ В/см), сравнимы вклады прямой и ступенчатой ионизаций, а $\eta_{mm} \approx 0.1$ согласуется с выводом [16] о необходимости учитывать данный тип ионизации в указанных условиях.

Таким образом, возникновение ОК в разряде неон-гелиевых лазеров, так же как и падающий характер ВАХ, связано с зависимостью частоты ионизации от концентрации электронов, определяемой процессами ионизации метастабильных атомов при столкновениях их с электронами и друг с другом. Реактивные свойства ПС при этом определяются инерционными процессами диффузии электронов и метастабильных атомов к стенкам разрядного промежутка. Развитая на основе этих представлений модель ОК качественно правильно объясняет все экспериментально наблюдаемые явления и при разумном выборе кинетических параметров разряда дает хорошее согласие с экспериментальными результатами.

Авторы благодарны И. П. Мазанько за ценные замечания, способствующие улучшению работы.

Литература

- [1] Привалов В. Е. Квант. электр., 1977, т. 4, № 10, с. 2085—2119.
- [2] Захаренко Ю. Г., Привалов В. Е. ЖТФ, 1972, т. 42, № 9, с. 1899—1903.
- [3] Захаренко Ю. Г., Привалов В. Е. ЖТФ, 1976, т. 46, № 1, с. 109—113.
- [4] Захаренко Ю. Г., Привалов В. Е. ЖТФ, 1974, т. 44, № 7, с. 1562—1565.
- [5] Привалов В. Е. ЖТФ, 1971, т. 41, № 8, с. 1682—1689.
- [6] Крейчи В. Чехословацкий физ. журн., 1961, № 11, с. 272—282.
- [7] Абрамов В. П., Кернер Б. С., Удальцов Б. В. ЖТФ, 1986, т. 56, № 8, с. 1530—1535.
- [8] Недостпасов А. В. УФН, 1968, т. 94, № 3, с. 439—462.
- [9] Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [10] Казан Ю. М., Лягушенко Р. И. ЖТФ, 1962, т. 32, № 2, с. 192—196.
- [11] Deutsch H., Rutscher A. Beiträge aus der Plasmaphysik, 1968, Bd 8, H. 3, S. 205—216.
- [12] Казан Ю. М., Лягушенко Р. И., Миленин В. И., Мурадов А. Х. ЖТФ, 1975, т. 45, № 5, с. 1019—1025.

- [13] Пендин Л. Д. ЖТФ, 1982, т. 52, № 4, с. 635—649.
- [14] Ланда П. С., Пономарев Ю. В. Известия вузов. Радиофизика, 1979, т. 22, № 10, с. 1265—1275.
- [15] Данилов М. Ф., Каган Ю. М., Миленин В. М., Мурадов А. Х. ЖТФ, 1975, т. 45, № 11, с. 2424—2427.
- [16] Rutscher A., Pfau U. S. Beiträge aus der Plasmaphysik, 1967, Bd 7, H. 1/2, S. 43—66; H. 3, S. 187—202.

Поступило в Редакцию
11 марта 1987 г.

В окончательной редакции
22 июня 1987 г.
