

ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ В ПОЛОСАХ ЛАЙМАНА И ВЕРНЕРА ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В СМЕСЯХ ВОДОРОДА С ГЕЛИЕМ

© 2024 г. К.С. Гочелашвили^{a,*}, А.В. Демьянов^b, О.Н. Евдокимова^a,

П.И. Капустин^a, И.В. Кочетов^{b,c}, Г.Ф. Макаренко^a, А.Ю. Цивадзе^d

^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^b Государственный научный центр РФ «Троицкий институт инновационных
и термоядерных исследований», Москва, Россия

^c Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

^d Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва, Россия

* e-mail: knst@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 13.12.2022

После доработки 27.01.2023

Принята к публикации 05.02.2023

Создана численная модель импульсного самостоятельного разряда в смесях H_2 и He для описания спонтанного излучения в полосах Лаймана и Вернера. Модель учитывает процессы с участием электронных и колебательных состояний H_2 , электронных состояний атома гелия и водорода, положительных и отрицательных ионов, а также спонтанное излучение в полосах Лаймана и Вернера с учетом его пленения. Уравнения электронно-колебательной кинетики решаются совместно с уравнением Больцмана для функции распределения электронов по энергиям, уравнениями внешней электрической цепи и уравнениями, описывающими предионизацию пучком быстрых электронов. Для колебательной кинетики молекул водорода использована упрощенная модель с эффективными константами VV-обмена, позволяющая уменьшить число необходимых вычислений. Учитываются процессы прилипания и отлипания электрона при столкновениях с колебательно возбужденными молекулами H_2 . Проведена верификация модели путем детального сравнения с имеющимися в литературе экспериментальными данными по характеристикам разряда и энергии излучения. Показано, что в импульсном разряде с предионизацией эффективность излучения в полосах Лаймана и Вернера может достигать 16% от вложенной в разряд энергии.

Ключевые слова: ВУФ-излучение, полосы Лаймана и Вернера, импульсный разряд, водород, пленение излучения, электронно-колебательная кинетика, моделирование.

DOI: 10.31857/S0044453724010184, **EDN:** SEPLVC

ВВЕДЕНИЕ

Нахождение эффективных способов возбуждения активных сред для создания мощных широкоапертурных источников ВУФ-излучения в области длин волн 110–180 нм в настоящее время является актуальной задачей для целого ряда фундаментальных и прикладных проблем [1].

Известно, что в этом диапазоне длин волн молекулярный водород имеет полосы люминесценции Лаймана $B^1\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$ (140–165 нм) и Вернера $C^1\Pi_u - X^1\Sigma_g^+$ (116–130 нм). Квантовый к.п.д. полос Лаймана и Вернера достигает 70–80% из-за того, что минимумы верхних термов $B^1\Sigma_u^+$ и $C^1\Pi_u$ смещены относительно минимума нижнего терма $X^1\Sigma_g^+$ так, что переходы происходят с меньшего

колебательно-возбужденного состояния верхнего терма молекулы водорода на большее [2, 3]. Так, например, для полосы Лаймана вынужденное излучение наблюдается для перехода $B^1\Sigma_u^+ (v=3) \rightarrow X^1\Sigma_g^+ (v=10)$, а для полосы Вернера — $C^1\Pi_u (v=1) \rightarrow X^1\Sigma_g^+ (v=4)$ [4]. Такой квантовый к.п.д. позволяет надеяться на получение высокой эффективности люминесценции.

В нашей работе [5] указано на необходимость учета пленения излучения в полосах Лаймана и Вернера. При этом эффективность ВУФ-излучения по вложенной в газ энергии не превышала 15%. В то же время в экспериментальной работе [6] получена эффективность ~45%.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию люминесценции молекулярного водорода в ВУФ-области спектра при возбуждении в самостоятельном сильноточном импульсном разряде. Проводится детальное сравнение с экспериментальными результатами [6] по характеристикам разряда и энергии излучения.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Численная модель для самостоятельного сильноточного импульсного разряда [5] строится на основе решения уравнений для населенностей электронных и колебательных состояний H_2 , электронных состояний He и H, учитывает процессы электронной, ионно-молекулярной и колебательной кинетики, процессы прилипания и отлипания электронов к молекуле H_2 , радиационные процессы, включая излучение полос Лаймана и Вернера и пленение их излучения. Уравнения электронно-колебательной кинетики решаются совместно с уравнением Больцмана для функции распределения электронов по энергиям и уравнениями внешней электрической цепи. Уравнение Больцмана для ФРЭЭ решается в двухчленном приближении и учитывает упругие столкновения электронов с атомами и молекулами, возбуждение колебательных уровней, возбуждение электронных состояний, диссоциацию молекул электронным ударом, ионизацию атомов и молекул и диссоциативное прилипание электронов к молекулам H_2 в колебательно-возбужденных состояниях, а также электрон-электронные столкновения.

Однородная модель самостоятельного разряда в смесях H_2 -He позволяет предсказать эволюцию тока разряда в этих смесях. В численной модели разряда для смеси H_2 -He учитываются процессы электронной, ионно-молекулярной и колебательной кинетики, приведенные в таблице 1.

Процессы колебательной и электронной кинетики с участием молекул водорода рассматривались в работах [18–20], где экспериментально и теоретически исследуются характеристики несамостоятельного разряда в смесях H_2 -Ag и H_2 -He. Предложенные в работах [18–20] численные модели, предсказывают поведение тока разряда вплоть до развития контракции. В настоящей работе использован набор констант V - T -релаксации молекул H_2 на H_2 , He и атомах H, предложенный в этих работах. Анализ результатов моделирования показал, что влияние V - T -релаксации колебательно-возбужденных молекул H_2 в рассматриваемых условиях импульсного возбуждения незначительно.

Для описания колебательного обмена с участием сильноангармонических молекул H_2 , как показано в работе [22], можно использовать модель,

учитывающую колебательный обмен молекул только в одинаковом колебательном состоянии (процессы (57) – (66) в таблице 1), но с эффективной константой, полученной из полного набора констант V - V -обмена. В настоящей работе используются эффективные константы, вычисленные в [20] с использованием подхода, предложенного в [22].

Набор сечений взаимодействия электронов с молекулами H_2 [18–20] взят из работы [7]. Расчеты скорости дрейфа электронов, поперечного коэффициента диффузии электронов и скорости ионизации электронами для молекул водорода хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными измерениями этих величин [7]. Заметим, что возбуждение наиболее низколежащего электронного состояния молекулы H_2 $b^3\Sigma_u^+$ приводит к ее диссоциации. Для описания самостоятельного разряда модель учитывает процессы ступенчатой ионизации H_2 . Сечения этих процессов пересчитаны из сечения ионизации H_2 с использованием эмпирической формулы [15].

Измеренное сечение диссоциативного прилипания к основному состоянию молекулы H_2 приведено в работе [8]. В теоретической работе [9] показано, что максимум сечения прилипания к колебательно-возбужденной молекуле водорода заметно возрастает с номером колебательного уровня. В нашей модели прилипанием к молекулам водорода в основном колебательном состоянии пренебрегалось, так как прилипание в основном происходит к колебательно-возбужденным молекулам водорода [20]. Для уровней $v = 1 - 9$ сечения выбраны такие же по форме, как и для основного состояния [8], но с соответствующим образом измененными порогами и величиной сечения в максимуме, отнормированной согласно расчету [9].

Известно [23], что отрыв слабосвязанного электрона от отрицательного иона (для H^- , энергия сродства к электрону 0.75 эВ) возможен при столкновениях с колебательно-возбужденными молекулами. В случае молекулярного водорода, как показано в [20], энергетически допустимы и наиболее быстры процессы, в которых колебательное состояние уменьшается на 2 кванта (процессы 37–41, таблица 1). В [20] найдены константы скорости этих процессов в импульсном приближении [23], когда энергия сродства к электрону в атоме мала по сравнению с характерной энергией электрона в атоме. В рамках импульсного приближения константа процесса отлипания находится усреднением сечения де-возбуждения колебательных уровней молекулы H_2 с волновой функцией в импульсном представлении слабосвязанного электрона в отрицательном ионе H^- [15]. Сечение колебательного де-возбуждения $v = 2 \rightarrow 0$ рассчитывалось по принципу

Таблица 1. Процессы, включенные в модель

Процесс	Константа	Ссылка или скорости	комментарий (с^{-1} , $\text{см}^3\text{с}^{-1}$, $\text{см}^6\text{с}^{-1}$)
Процессы с участием электронов плазмы			
(1)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(v=1) + e$	ФРЭЭ	[7]
(2)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(v=2) + e$	“-	“-
(3)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(b^3\Sigma_u^+) + e \Rightarrow \text{H} + \text{H} + e$	“-	“-
(4)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(a^3\Sigma_g^+) + e$	“-	“-
(5)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(c^3\Pi_u) + e$	“-	“-
(6)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(B^1\Sigma_u^+) + e$	“-	“-
(7)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(E^1\Sigma_g^+) + e$	“-	“-
(8)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(C^1\Pi_u) + e$	“-	“-
(9)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(e^3\Sigma_u^+) + e$	“-	“-
(10)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(B^1\Sigma_u^+) + e$	“-	“-
(11)	$\text{H}_2 + e \rightleftharpoons \text{H}_2(d^3\Pi_u) + e$	“-	“-
(12)	$\text{H}_2 + e \Rightarrow \text{H}_2^+ + e + e$	“-	“-
(13)	$\text{H}_2(v) + e \Rightarrow \text{H}^- + \text{H}$, $v=1-9$	“-	[8, 9]
(14)	$\text{H}_2^+ + e \Rightarrow \text{H}^* + \text{H}$	“-	[10]
(15)	$\text{H}_3^+ + e \Rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}$	“-	[10]
(16)	$\text{H} + e \Rightarrow \text{H}^+ + e + e$	“-	[11]
(17)	$\text{H} + e \rightleftharpoons \text{H}^* + e$	“-	[12]
(18)	$\text{H}^* + e \Rightarrow \text{H}^+ + e + e$	“-	[13]
(19)	$\text{H}_2(a^3\Sigma_g^+) + e \rightleftharpoons \text{H}_2(C^1\Pi_u) + e$	“-	[14, см. текст]
(20)	$\text{H}_2(B^1\Sigma_u^+) + e \rightleftharpoons \text{H}_2(c^3\Pi_u) + e$	“-	[14, см. текст]
(21)	$\text{H}_2(a^3\Sigma_g^+) + e \rightleftharpoons \text{H}_2(c^3\Pi_u) + e$	10^{-7}	оценка
(22)	$\text{H}_2(E^1\Sigma_g^+) + e \rightleftharpoons \text{H}_2(C^1\Pi_u) + e$	10^{-7}	оценка
(23)	$\text{H}_2^* + e \Rightarrow \text{H}_2^+ + e + e$	ФРЭЭ	[15, см. текст]
(24)	$\text{He} + e \rightleftharpoons \text{He}^* + e$	“-	[16]
(25)	$\text{He} + e \rightleftharpoons \text{He}^{**} + e$	“-	“-
(26)	$\text{He}^* + e \rightleftharpoons \text{He}^{**} + e$	“-	“-
(27)	$\text{He} + e \Rightarrow \text{He}^+ + e + e$	“-	“-
(28)	$\text{He}^* + e \Rightarrow \text{He}^+ + e + e$	“-	[17]
(29)	$\text{He}^{**} + e \Rightarrow \text{He}^+ + e + e$	“-	“-
(30)	$\text{He}_2^+ + e \Rightarrow \text{He}^{**} + \text{He}$	“-	[15]
Пеннинговская ионизация			
(31)	$\text{He}^* + \text{H}_2 \Rightarrow \text{H}^+ + \text{H} + \text{He} + e$	10^{-10}	[18]
(32)	$\text{He}^* + \text{H}_2 \Rightarrow \text{HeH}^+ + \text{H} + e$	5×10^{-11}	“-
(33)	$\text{He}^* + \text{H}_2 \Rightarrow \text{H}_2^+ + \text{He} + e$	2×10^{-11}	“-
(34)	$\text{H}_2(c^3\Pi_u) + \text{H} \Rightarrow \text{H}_3^+ + e$	10^{-10}	[19]
(35)	$\text{H}^* + \text{H}_2 \Rightarrow \text{H}_3^+ + e$	10^{-10}	“-
Отлипание электронов			
(36)	$\text{H}^- + \text{H} \Rightarrow \text{H}_2 + e$	1.8×10^{-9}	[15]
(37)	$\text{H}^- + \text{H}_2(v=2) \Rightarrow \text{H}_2 + \text{H} + e$	3.4×10^{-10}	[20]
(38)	$\text{H}^- + \text{H}_2(v=3) \Rightarrow \text{H}_2(v=1) + \text{H} + e$	8.6×10^{-10}	“-
(39)	$\text{H}^- + \text{H}_2(v=4) \Rightarrow \text{H}_2(v=2) + \text{H} + e$	1.6×10^{-9}	“-
(40)	$\text{H}^- + \text{H}_2(v=5) \Rightarrow \text{H}_2(v=3) + \text{H} + e$	2.2×10^{-9}	“-
(41)	$\text{H}^- + \text{H}_2(v=6) \Rightarrow \text{H}_2(v=4) + \text{H} + e$	2.7×10^{-9}	“-
Конверсия ионов и перезарядка			
(42)	$\text{He}^+ + \text{He} + \text{He} \Rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	10^{-31}	[18]
(43)	$\text{HeH}^+ + \text{H}_2 \Rightarrow \text{H}_3^+ + \text{He}$	10^{-9}	“-
(44)	$\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \Rightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$	$2 \cdot 10^{-9}$	[20]
Ион-ионная рекомбинация			
(45)	$\text{H}^+ + \text{H}^- \Rightarrow \text{H} + \text{H}^*$	3.9×10^{-7}	[15]
(46)	$\text{H}_2^+ + \text{H}^- \Rightarrow \text{H}_2(B^1\Sigma_u^+) + \text{H}$	3.4×10^{-7}	[15, см. текст]
(47)	$\text{H}_3^+ + \text{H}^- \Rightarrow \text{H}_2(e^3\Sigma_u^+) + \text{H}_2$	3.2×10^{-7}	[15, см. текст]

Таблица 1. Окончание

Процесс	Константа	Ссылка или скорости	комментарий (с^{-1} , $\text{см}^3\text{с}^{-1}$, $\text{см}^6\text{с}^{-1}$)
Столкновительное перемешивание электронных уровней			
(48)	$\text{H}_2(\text{a}^3\Sigma_g^+) + \text{He} \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{c}^3\Pi_u) + \text{He}$	10^{-10}	оценка
(49)	$\text{H}_2(\text{E}^1\Sigma_g^+) + \text{He} \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{C}^1\Pi_u) + \text{He}$	10^{-10}	оценка
Спонтанное излучение возбужденных частиц			
(50)	$\text{H}_2(\text{B}^1\Sigma_u^+) \Rightarrow \text{H}_2(\text{v}=10)$	1.25×10^9	[2]
(51)	$\text{H}_2(\text{C}^1\Pi_u) \Rightarrow \text{H}_2(\text{v}=4)$	1.67×10^9	—
(52)	$\text{H}_2(\text{a}^3\Sigma_g^+) \Rightarrow \text{H} + \text{H}$	9.1×10^7	—
(53)	$\text{H}_2(\text{d}^3\Pi_u) \Rightarrow \text{H}_2(\text{a}^3\Sigma_g^+)$	3.2×10^7	[3]
(54)	$\text{H}_2(\text{e}^3\Sigma_u^+) \Rightarrow \text{H}_2(\text{a}^3\Sigma_g^+)$	3.2×10^7	как (53)
(55)	$\text{H}_2(\text{B}^1\Sigma_u^+) \Rightarrow \text{H}_2$	1.25×10^9	[2]
(56)	$\text{H}^* \Rightarrow \text{H}$	6.26×10^8	[21]
Колебательная кинетика H_2			
(57)	$\text{H}_2(\text{v}=1) + \text{H}_2(\text{v}=1) \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{H}_2(\text{v}=2)$	3×10^{-12}	[20]
(58)	$\text{H}_2(\text{v}=2) + \text{H}_2(\text{v}=2) \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}=1) + \text{H}_2(\text{v}=3)$	1.2×10^{-11}	—
(59)	$\text{H}_2(\text{v}=3) + \text{H}_2(\text{v}=3) \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}=2) + \text{H}_2(\text{v}=4)$	2.7×10^{-11}	—
(60)	$\text{H}_2(\text{v}=4) + \text{H}_2(\text{v}=4) \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}=3) + \text{H}_2(\text{v}=5)$	4.8×10^{-11}	—
(61)	$\text{H}_2(\text{v}=5) + \text{H}_2(\text{v}=5) \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}=4) + \text{H}_2(\text{v}=6)$	7.5×10^{-11}	—
(62)	$\text{H}_2(\text{v}=6) + \text{H}_2(\text{v}=6) \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}=5) + \text{H}_2(\text{v}=7)$	1.08×10^{-10}	—
(63)	$\text{H}_2(\text{v}=7) + \text{H}_2(\text{v}=7) \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}=6) + \text{H}_2(\text{v}=8)$	1.47×10^{-10}	—
(64)	$\text{H}_2(\text{v}=8) + \text{H}_2(\text{v}=8) \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}=7) + \text{H}_2(\text{v}=9)$	1.92×10^{-10}	—
(65)	$\text{H}_2(\text{v}=9) + \text{H}_2(\text{v}=9) \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}=8) + \text{H}_2(\text{v}=10)$	2.43×10^{-10}	—
(66)	$\text{H}_2(\text{v}=10) + \text{H}_2(\text{v}=10) \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}=9) + \text{H} + \text{H}$	3×10^{-10}	—
(67)	$\text{H}_2(\text{v}+1) + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}) + \text{H}_2$	$\text{v}=0-9$	—
(68)	$\text{H}_2(\text{v}+1) + \text{He} \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}) + \text{He}$	$\text{v}=0-9$	—
(69)	$\text{H}_2(\text{v}) + \text{H} \rightleftharpoons \text{H}_2(\text{v}') + \text{H}$	$\text{v}=1-10, \text{v}'=0-9, \text{v}' < \text{v}$	—
Возбуждение и ионизация пучком быстрых электронов			
(70)	$\text{He} + \text{e}_{\text{BEAM}} \Rightarrow \text{He}^+ + \text{e}_{\text{BEAM}} + \text{e}$		[18]
(71)	$\text{He} + \text{e}_{\text{BEAM}} \Rightarrow \text{He}^* + \text{e}_{\text{BEAM}}$		—
(72)	$\text{H}_2 + \text{e}_{\text{BEAM}} \Rightarrow \text{H}_2^+ + \text{e}_{\text{BEAM}} + \text{e}$		—
(73)	$\text{H}_2 + \text{e}_{\text{BEAM}} \Rightarrow \text{H}_2(\text{B}^1\Sigma_u^+) + \text{e}_{\text{BEAM}}$		[20]
(74)	$\text{H}_2 + \text{e}_{\text{BEAM}} \Rightarrow \text{H}_2(\text{c}^3\Pi_u) + \text{e}_{\text{BEAM}}$		—
(75)	$\text{H}_2 + \text{e}_{\text{BEAM}} \Rightarrow \text{H}_2(\text{a}^3\Sigma_g^+) + \text{e}_{\text{BEAM}}$		—

Примечание. H_2^* означает все электронно-возбужденные состояния H_2 . ФРЭЭ — константа скорости, получена усреднением сечения процесса с функцией распределения электронов по энергии, полученной из решения уравнения Больцмана.

детального равновесия из сечения возбуждения второго колебательного уровня $\text{v} = 0 \rightarrow 2$ [7] и было использовано для вычисления константы отлипания процесса 37. Для колебательного де-возбуждения $\text{v} = 3 \rightarrow 1$ и выше зависимости сечений от энергии нам найти не удалось. Но есть работа [24], в которой сечения де-возбуждения на два кванта с уровней $\text{v} = 2 - 5$ вычисляются для энергий 6 и 8 эВ. Поэтому для процессов отлипания с участием колебательных состояний $\text{v} = 3 - 5$ константа отлипания вычислялась по константе отлипания $2 \rightarrow 0$ с нормировкой по сечениям де-возбуждения колебательных уровней, приведенных в [24]. Отметим, что нормировка по значениям сечений в двух точках по энергиям электрона

дает близкие значения констант отлипания. Для $6 \rightarrow 4$ константа отлипания была экстраполирована по константам отлипания для $\text{v} = 2 - 5$. Энергии колебательных переходов $\text{v} = 7 \rightarrow 5$ и выше уже недостаточно для отрыва электрона от H^+ , поэтому эти процессы не рассматриваются. Вычисленные таким образом константы отлипания [20] не зависят от температуры газа и приведены в таблице 1 (процессы 37–41).

В модели учитываются два электронно-возбужденных состояния гелия. Нижнее метастабильное состояние с энергией 19.8 эВ, обозначенное как He^* , и эффективный электронный уровень He^{**} с энергией 20.6 эВ. Этот уровень

заменяет собой остальные, более высоко лежащие электронные уровни, а его сечение возбуждения равно сумме сечений этих уровней. Сечения возбуждения, а также сечение ионизации электронным ударом и транспортное сечение рассеяния электронов на атоме гелия взяты из работы [16]. Расчеты скорости дрейфа электронов, поперечного коэффициента диффузии электронов и скорости ионизации электронами для атомов гелия хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными измерениями этих величин [16]. Сечение ионизации из нижнего метастабильного гелия взято из работы [17], а сечение ионизации из эффективного состояния He^{**} — таким же, как и для He^* , но сдвинутым на разность энергий этих электронных состояний. Константы ион-ионной рекомбинации процессов (46), (47) оценены с учетом изменения приведенной массы сталкивающихся ионов этих процессов по сравнению с процессом (45), константа для которого известна [15].

В модели под H^* подразумевается эффективный уровень с энергией 10.2 эВ, поэтому энергии этого уровня недостаточно для возбуждения $\text{H}_2(\text{B}^1\Sigma_u^+)$ (11.2 эВ) и $\text{H}_2(\text{C}^1\Pi_u)$ (12.3 эВ) состояний при столкновениях H^* с H_2 . Анализ результатов моделирования показал, что максимальная концентрация электронно-возбужденных атомов H^* меньше чем 10^{13} см^{-3} , и вклад в ионизацию плазмы процесса $\text{H}^* + \text{H}_2 \Rightarrow \text{H}_3^+ + e$ мал по сравнению с прямой и ступенчатой ионизацией молекул водорода.

Основным каналом гибели электронов в рассматриваемых условиях является диссоциативная рекомбинация $\text{H}_3^+ + e \Rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}$. Концентрация HeH^+ на 5 порядков меньше концентрации H_3^+ , поэтому процесс $\text{HeH}^+ + e$ мы не учитывали.

В модель включены, помимо переходов в полосах Лаймана $\text{B}^1\Sigma_u^+ - \text{X}^1\Sigma_g^+$ (140–165 нм) и Вернера $\text{C}^1\Pi_u - \text{X}^1\Sigma_g^+$ (116–130 нм) (процессы (50), (51), табл. 1), радиационные процессы (52)–(55), рассеивающие электронные состояния $\text{H}_2(\text{a}^3\Sigma_g^+, \text{d}^3\Pi_u, \text{e}^3\Sigma_u^+, \text{B}^1\Sigma_u^+)$. Для $\text{H}_2(\text{a}^3\Sigma_g^+)$ происходит переход на разлетный терм $\text{H}_2(\text{b}^3\Sigma_u^+)$, поэтому образуются два атома H (процесс (52)). Состояния $\text{H}_2(\text{d}^3\Pi_u, \text{e}^3\Sigma_u^+)$ радиационно связаны с $\text{H}_2(\text{a}^3\Sigma_g^+)$. Времена жизни этих переходов малы, поэтому заселяется состояние $\text{a}^3\Sigma_g^+$ молекулы H_2 . Состояния $\text{c}^3\Pi_u$ и $\text{a}^3\Sigma_g^+$ перемешиваются как электронами, так и нейтральными компонентами. При достаточной концентрации электронов может происходить возбуждение с этих состояний более высокого состояния $\text{C}^1\Pi_u$ и девозбуждение на более низкое $\text{B}^1\Sigma_u^+$, что увеличивает эффективность излучения в полосах Лаймана и Вернера. Сечения для этих процессов нам неизвестны и были оценены так же, как в работе [14] для сечений переходов между эксимерами ксенона.

В модели считается, что излучение линий Лаймана заселяют десятый, а Вернера — четвертый колебательные уровни основного электронного состояния. Очевидно, что по мере заселения колебательных уровней состояния $\text{X}^1\Sigma_g^+$ эффективное время жизни состояний $\text{C}^1\Pi_u$ и $\text{B}^1\Sigma_u^+$ возрастает из-за пленения излучение, а интенсивность полос уменьшается [5]. Эффекты пленения излучения включены в модель. Учитывается доплеровское и столкновительное уширение спектральных линий на молекулах водорода и на атомах He [25]. В случае доплеровского уширения для оптически тонкой среды для фактора пленения используется аппроксимация из работы [26], обеспечивающая переход от отсутствия пленения при малых плотностях $\text{H}_2(\text{X}^1\Sigma_g^+, v=4, 10)$ до выхода на асимптотическую зависимость для доплеровского уширения. Необходимые для расчетов значения коэффициентов поглощения и столкновительного уширения на молекулах водорода оценивались из аналитических выражений работы [27]. Значение коэффициентов столкновительного уширения излучения линий Лаймана и Вернера на атомах He (за неимением других данных) взято из работы [27], где измерен коэффициент столкновительного уширения резонансного излучения атома He (147 нм) в смесях с He . В соответствие с геометрией разряда (в эксперименте [6]) расчеты фактора пленения выполнялись для цилиндрической геометрии с радиусом 0.7 см.

На рис. 1 приведены зависимости фактора пленения от населенности колебательных состояний $\text{X}^1\Sigma_g^+$ молекулы H_2 для случаев, когда вращательная структура спектров учитывается и не учитывается [5]. Отметим, что предполагается бальмановское распределение по вращательным состояниям с поступательной температурой газа. В полной модели учета влияния вращательной структуры вероятности выхода фотона из области разряда усредняются по всем вращательным состояниям, а в упрощенной модели используется вероятность выхода фотона для одного вращательного состояния, соответствующего максимуму населенности вращательного распределения. Учет вращательной структуры уменьшает влияние пленения, причем упрощение модели учета вращательного распределения на пленение влияет незначительно. В дальнейших расчетах используется полная модель, учитывающая вращательное распределение. Заметим, что излом на кривых (рис. 1) соответствует переходу от доплеровского к столкновительному механизму уширения.

Ясно, что за время импульса излучения ($< 1 \text{ мкс}$) колебательные состояния $\text{X}^1\Sigma_g^+$ не успевают расселяться в процессах колебательного обмена и колебательной релаксации. Однако в импульсно-периодическом режиме эти процессы будут ограничивать возможную частоту повторения импульсов. Поэтому колебательный обмен

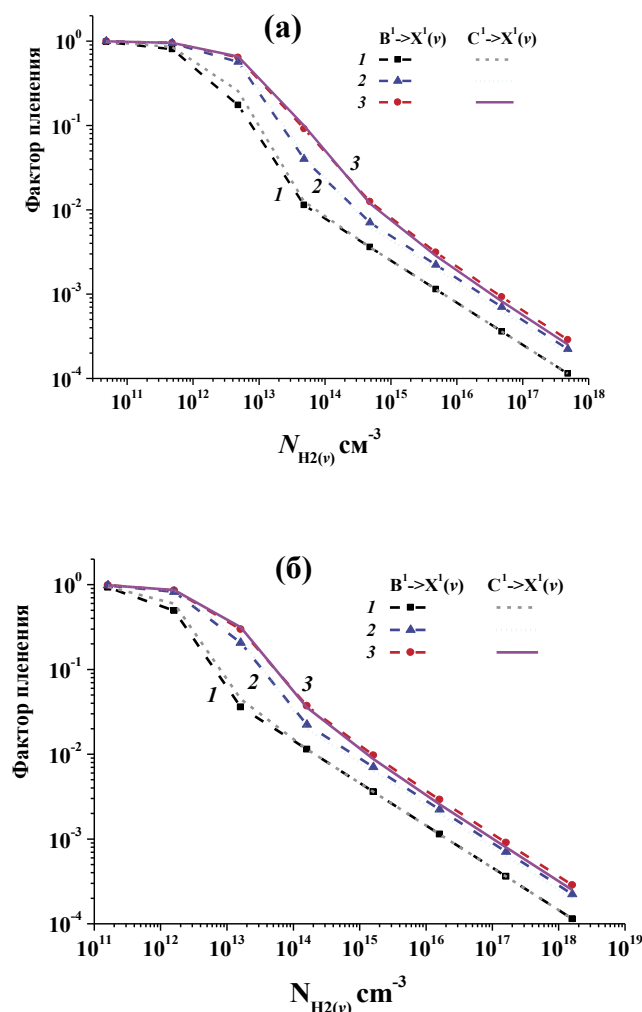


Рис. 1. Зависимости вероятности того, что фотон пройдет расстояние 0.7 см, не поглотившись от населенности колебательного уровня ν $X^1\Sigma$ состояния H_2 ($\nu=4$ для $C^1\Pi \rightarrow X^1\Sigma(\nu)$ и $\nu=10$ для $B^1\Sigma \rightarrow X^1\Sigma(\nu)$) перехода) [5]. Смесь $H_2:He=1:3$, давление: 15(а) и 50 Торр (б). Кривые 1 найдены без учета, а 2 и 3 – с учетом вращательной структуры спектра. Кривые 3 получены в предположении болцмановского распределения населенностей по вращательным уровням, а 2 – оценка влияния вращательного распределения по упрощенной модели (см. текст).

и колебательно-поступательная релаксация также учитываются в модели. В [20] отмечается, что процессы прилипания и отлипания электрона к молекулам H_2 приводят к быстрой диссоциации молекул водорода и соответственно деградации газовой смеси.

В эксперименте [6] для предварительной предионизации используется пучок быстрых электронов длительностью 50 нс с плотностью тока 0.1–1.5 А/см². Быстрые электроны ионизуют и возбуждают компоненты смеси. Соответственно, в модель [5] включены процессы (70)–(75),

а в уравнение Больцмана добавлен источник вторичных электронов с интенсивностью, определяемой суммой скоростей процессов (70) и (72). Электрическая цепь моделируется LC-контуром, параметры которого были выбраны в соответствии с данными работы [6] ($L=300$ нГ, $C=60$, 120 и 500 нФ). Сопротивление цепи в работе не приводится, и оно было взято равным нулю. Температура газа в экспериментах [6] неизвестна и предполагается равной 300 К.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

Теоретическая модель использована для моделирования ВУФ-излучения в полосах Лаймана и Вернера импульсного сильноточного разряда в смесях водорода с гелием [6]. В расчетах длина электродов составляла 12 см, а расстояние между электродами и ширина разряда равнялись 1.3 и 1.28 см [6]. Как и в эксперименте, предионизация осуществлялась пучком электронов с энергией 150 кэВ, длительностью 50 нс и током пучка 0.1–1.5 А/см². При изменении тока пучка от 0.1 до 1.5 А/см² расчетные зависимости не менялись. С одной стороны, такой ток пучка обеспечивает достаточную предионизацию для пробоя разряда, с другой, энерговклад от пучка остается малым по сравнению с энерговкладом от разряда.

Сравнение расчетных и экспериментальных временных зависимостей напряжения на разрядном промежутке, тока разряда и импульса излучения в ВУФ области спектра представлено на рис. 2. В расчетах ВУФ-излучение возникает без задержки по отношению к началу разряда, поэтому для сравнения экспериментальные кривые из работы [6] были сдвинуты по времени на 110 нс, так, чтобы ВУФ-излучение начиналось в нулевой момент времени (рис. 2, в). На рис. 3 сравниваются расчетные и экспериментальные зависимости напряжения на разрядном промежутке U_d^0 (а) и $(E/N)_d$ разряда (б) в максимум тока от полного давления и состава смеси. Отметим, что в расчетах не учитывается катодное падение напряжения, которое в чистом водороде может составлять с железным электродом 250 В и медным — 214 В, а в гелии — 131–150 В и 177–204 В соответственно [28]. Разница в расчетных и экспериментальных значениях напряжения на разряде (рис. 2, а) составляет примерно 200 В в максимуме тока. Поэтому на рис. 3, а, приведены также теоретические зависимости с учетом катодного падения $U_c=200$ В. Однако количественное согласие с учетом катодного падения хуже, чем без учета. Возможно, это связано с тем, что напряжение во время квазистационарной стадии разряда меняется значительно, особенно при увеличении давления газа при фиксированном разрядном напряжении (см. рис. 2, г). Для сравнения

берутся значения напряжения в максимуме тока. Поэтому при плохой временной синхронизации осциллограмм тока и напряжения возможны отклонения в значениях измеренного напряжения. Также при построении экспериментальных зависимостей «истинного» напряжения разряда в [6] из измеренной величины вычиталось падение напряжения на индуктивности разрядной камеры $L_d \cdot dI_d / dt$, где $L_d = 70$ нГ — индуктивность разрядной камеры. Дифференцирование тока выполнялось графически, что также может привести к ошибкам при плохой временной синхронизации.

На рис. 3, б, сравниваются расчетные и экспериментальные зависимости приведенной напряженности поля $(E/N)_d$ в максимуме тока разряда:

$$(E/N)_d = \frac{U_d^0 / d}{N}, \quad (1)$$

где U_d^0 — напряжение разряда в максимуме тока, $d = 1.3$ см — межэлектродное расстояние и N — полная концентрация газа. Мы предполагаем, что в [6] приведены экспериментальные значения напряжения разряда U_d^0 в максимуме тока, хотя в [6] об этом не пишется. В расчетах и эксперименте значения $(E/N)_d$ разряда слабо зависят от давления газа и совпадают с учетом погрешности эксперимента. Для смеси $H_2:He=1:40$ и $1:3$ и чистого H_2 $(E/N)_d$ равны 8, 22 и 52 Тд ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В см}^2$) соответственно. Заметим, что для чистого водорода имеется всего 3 экспериментальных точки, а разброс экспериментальных значений велик, причем средняя по давлению точка «выбивается» из ряда данных. Поэтому для чистого H_2 оценка $(E/N)_d$ сделана по двум крайним точкам. На рис. 3, б, также приведена расчетная зависимость для смеси $H_2 : He=1:20$, слабо отличающаяся от зависимости для смеси $H_2 : He=1:40$.

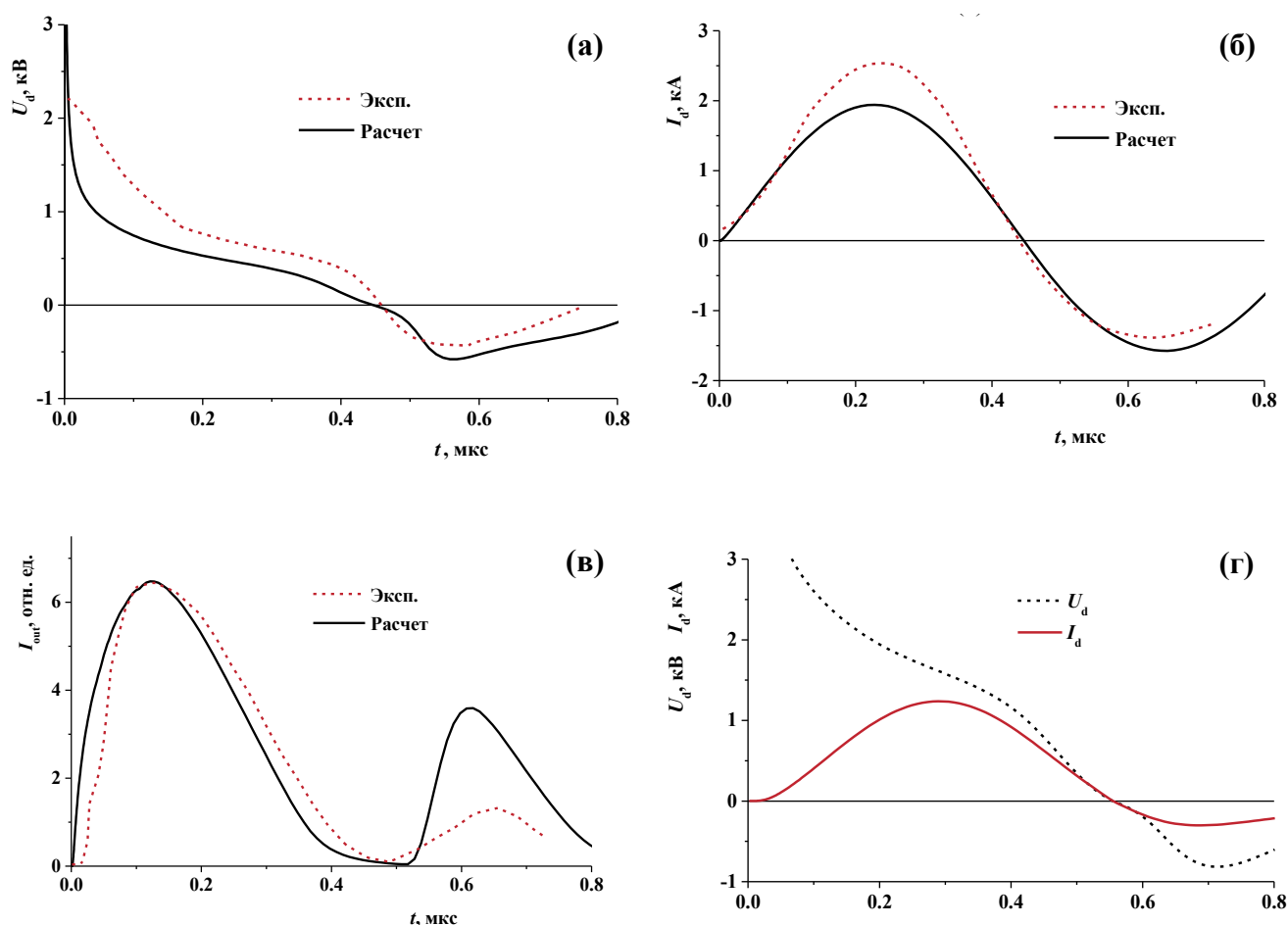


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных [6] временных зависимостей для 50 Торр (а–в), а также расчетные ток и напряжение для 200 Торр (г). Напряжение на разрядном промежутке (а), ток разряда (б), импульс излучения в ВУФ-области спектра (в). Зарядное напряжение емкости $C = 60$ нФ, $U_0 = 5$ кВ. Смесь $H_2:He=1:3$.

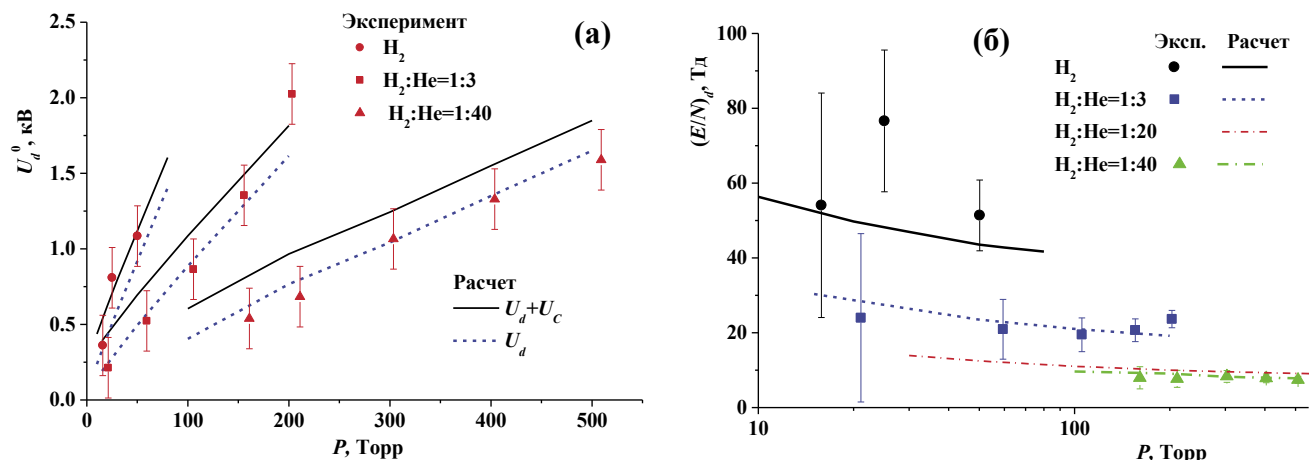


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных [6] зависимостей напряжения на разрядном промежутке U_d^0 (а) и $(E/N)_d$ разряда (б) в максимуме тока от полного давления и состава смеси. Черные кривые на (а) – расчетные зависимости с учетом катодного падения $U_c = 200$ В. $1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В см}^2$.

Амплитуда тока разряда I_d^0 в первом полупериоде практически линейно растет с ростом зарядного напряжения U_d^0 , как в эксперименте, так и в расчетах (рис. 4, а), а наклон этих кривых практически не зависит от состава и давления смеси, т.к. определяется, в основном, параметрами электрической цепи [6]:

$$I_d^0 = \frac{U_0 - U_c - (E/N)_d \cdot N \cdot d}{\rho}, \quad (2)$$

где $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ – волновое сопротивление разрядного контура и U_c – катодное падение напряжения.

Наклон этих зависимостей дает оценку волнового сопротивления LC-контура 2.24 и 1.57 Ом, близкую значениям, рассчитанным по параметрам цепи 2.2 и 1.58 Ом соответственно. Экспериментальные зависимости интенсивности ВУФ-излучения качественно согласуются с расчетными (см. рис. 4, б). Хуже согласие (рис. 5) зависимостей от давления газа амплитуды тока разряда, и особенно интенсивности люминесценции. Для смеси $H_2 : He = 1 : 40$ расчетные и экспериментальные зависимости амплитуды тока разряда (кривая и символы 4 на рис. 5, а) близки. А для смеси $H_2:He=1:3$ в эксперименте наблюдается более крутой спад амплитуды тока с ростом давления, чем в теории. Еще более резкий спад —

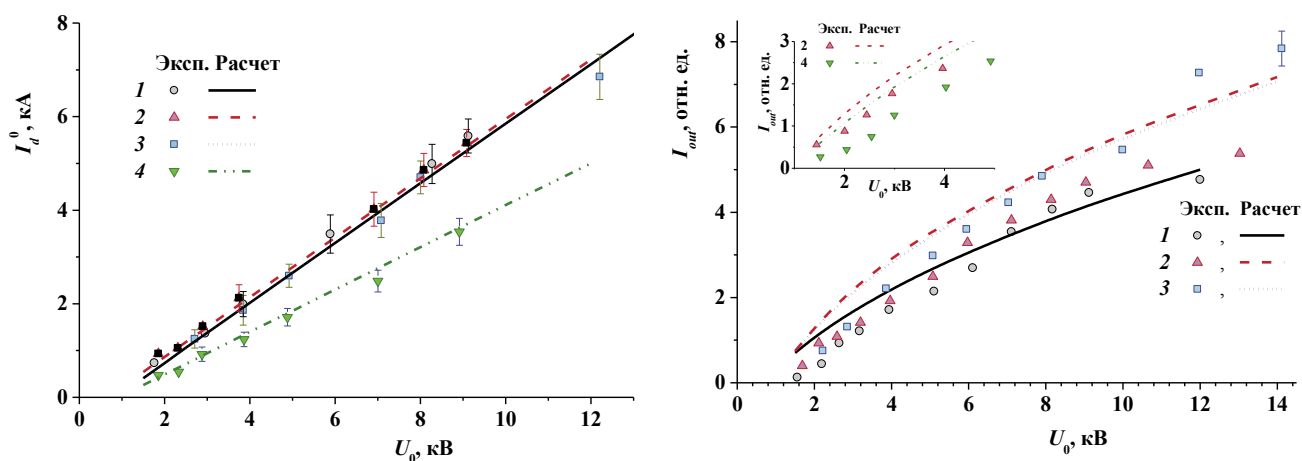


Рис. 4. Сравнение расчетных и экспериментальных [6] зависимостей амплитуды тока разряда (а) и интенсивности ВУФ-излучения (б) от зарядного напряжения для разных смесей и давлений газа: 1 – 15 Торр H_2 ; 2 – $H_2:He=1:3$, 50 Торр; 3 – $H_2:He=1:20$, 100 Торр; 4 – $H_2:He=1:3$, 50 Торр. Кривые 1–3 – $C = 120 \text{ нФ}$; 4 – 60 нФ.

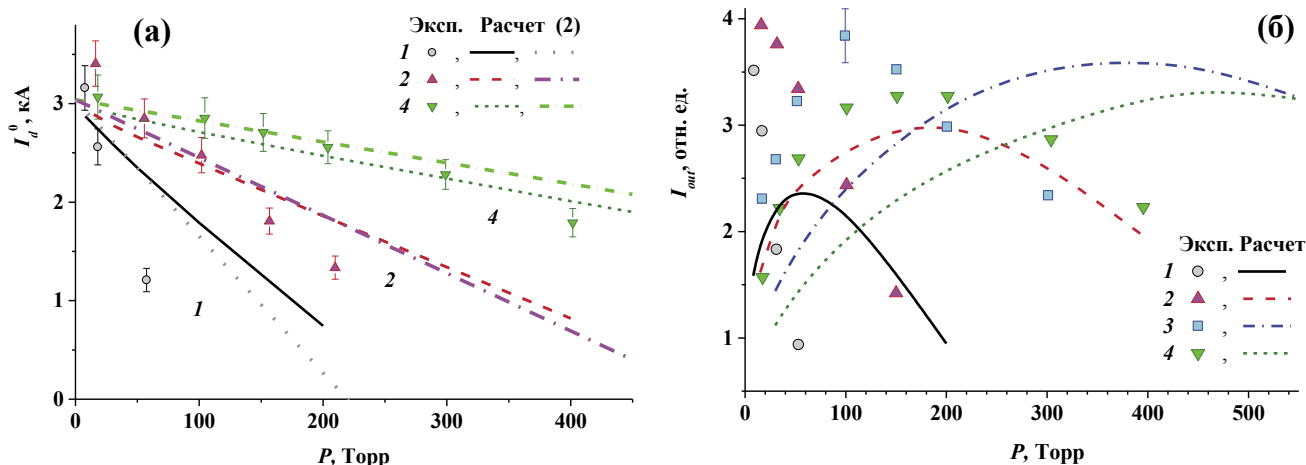


Рис. 5. Сравнение расчетных и экспериментальных [6] зависимостей от давления газа: а — амплитуды тока разряда; б — интенсивности люминесценции для разных смесей: 1 — H₂; 2 — H₂:He=1:3; 3 — H₂:He=1:20; 4 — H₂:He=1:40. $U_0 = 5$ кВ, $C = 120$ нФ. На (а) приведены также зависимости, рассчитанные по формуле (2) с использованием значений $(E/N)_d$, найденных из рис. 2, б.

в случае чистого водорода. Так же как в эксперименте, в теории в смесях H₂ : He = 1 : 20 и 1:40 имеются максимумы в зависимостях интенсивности ВУФ-излучения от давления газа. Но в расчетах максимумы наблюдаются при заметно больших давлениях, чем в эксперименте. А в чистом водороде и смеси H₂ : He = 1 : 3 в эксперименте если и есть максимум, то при малых давлениях, для которых экспериментальные данные не приводятся.

Наконец, на рис. 6 сравниваются расчетные и экспериментальные зависимости эффективности ВУФ-излучения от зарядного напряжения по запасенной энергии и по вложенной в разряд энергии для разных смесей и давлений газа. Наблюдается качественное и количественное согласие, если экспериментальные значения уменьшить в 3 раза.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализируя рис. 2–4, можно сделать вывод, что предложенная модель количественно согласуется с экспериментальными зависимостями напряжения разряда и амплитуды тока разряда от зарядного напряжения и давления газа, а также осциллограммами напряжения и тока разряда. Причем амплитуду тока разряда можно оценить, используя выражение (2) и эмпирическую зависимость (рис. 7) приведенной напряженности поля $(E/N)_d$ от y_{H_2} содержания H₂ в смеси:

$$(E/N)_d = 3 + 46 \cdot y_{H_2}^{0.55} \cdot [\text{Тд}] \quad (3)$$

Используя выражение (3), можно оценить оптимальное значение зарядного напряжения емкости C , при котором вся запасенная в конденсаторе энергия вкладывается в разряд в первый полупериод:

$$U_0^{opt} = 2 \left(U_c + \left(\frac{E}{N} \right)_d Nd \right). \quad (4)$$

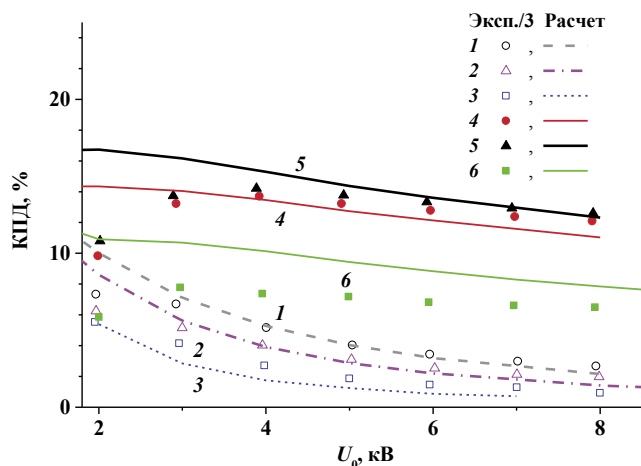


Рис. 6. Сравнение расчетных (линии) и экспериментальных (символы) [6] зависимостей отношения энергии излучения к запасенной в конденсаторе (линии и символы 1–3) и отношения энергии излучения ко вложенной в разряд (4–6) в зависимости от зарядного напряжения конденсатора U_0 . Смесь H₂:He=1:3, 15 Торр: 1 — $C=60$; 2 — 120; 3 — 500 нФ. Для $C = 60$ нФ: 4 — 8 Торр H₂; 5 — H₂:He=1:3, 15 Торр; 6 — H₂:He=1:20, 100 Торр.

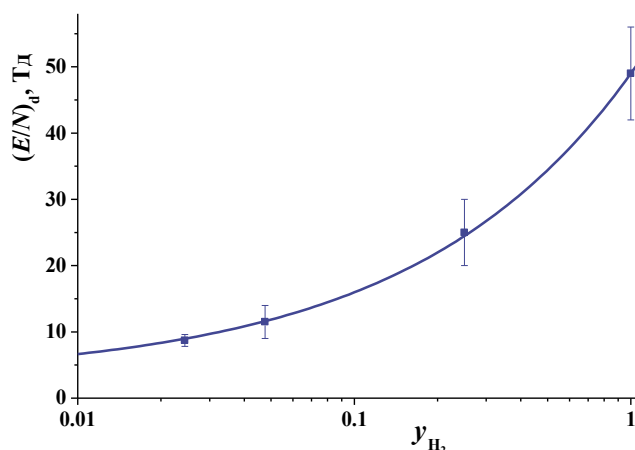


Рис. 7. Зависимость приведенной напряженности поля $(E/N)_d$ (в Td) в максимуме тока разряда от содержания H_2 в смеси $H_2:He$. Символы с вертикальными линиями показывают диапазон изменения $(E/N)_d$ от давления газа в расчетах (см. расчетные данные на рис. 3, 6).

Так, для состава и давления газа (рис. 6) оптимальные зарядные напряжения для катодного падения $U_c = 200$ В равны 0.73, 0.72 и 1.37 кВ для 8 Торр H_2 , 15 Торр $H_2 : He = 1 : 3$ и 100 Торр $H_2 : He = 1 : 20$ соответственно. При таких малых зарядных напряжениях в чистом водороде и смеси 1:3 преобладают потери энергии в катодном слое, а пробой возможен лишь при использовании более мощного источника предионизации, чем в работе [6], или двухимпульсной схемы возбуждения [29]. В эксперименте [6] зарядные напряжения больше оптимальных, поэтому ток разряда носит колебательный характер, а эффективность ВУФ-излучения от запасенной в конденсаторе энергии в 2–3 раза меньше эффективности от вложенной в разряд энергии. Анализ результатов расчетов показал, что в рассматриваемых условиях степень ионизации не превышает 10^{-4} и $e-e$ -столкновения слабо влияют на функцию распределения электронов по энергии и связанные с ней величины. Спад в эффективности, наблюдаемый в эксперименте [6] в чистом водороде и смеси $H_2 : He = 1 : 3$ при зарядных напряжениях меньше 3 кВ, по-видимому, связан с ростом потерь в катодном слое и затруднениями в пробое при таких малых напряжениях. Заметим, что в используемой нами модели не учитывается катодный слой и именно это приводит к расхождению теории и эксперимента на рис. 6 при малых зарядных напряжениях. Очевидно, для уменьшения потерь в катодном слое по сравнению со вкладом в разряд необходимо увеличивать давление смеси. Но при этом возможно развитие неоднородностей.

Экспериментальные данные (рис. 5, а) по зависимости амплитуды тока разряда от давления хорошо согласуются с расчетом лишь для смеси $H_2 : He = 1 : 40$, а для $H_2 : He = 1 : 3$ и особенно для чистого H_2 согласие хуже. Возможно, это вызвано развитием неоднородностей в разряде при высоких давлениях, проявляющихся в большей мере в смесях с большим содержанием водорода. Расчеты с уменьшенной на порядок площадью разряда дают увеличение значений амплитуды тока разряда, в то время как экспериментальные результаты (см. рис. 5, а) дают меньшие значения амплитуды тока по сравнению с расчетом. Таким образом, в рамках однородной модели уменьшение площади разряда не может объяснить расхождение теории и эксперимента на рис. 5, а. На рис. 5, а приведены также зависимости амплитуды тока разряда от давления газа, оцененные по формуле (2) с использованием значений $(E/N)_d$, найденных из экспериментальных данных рис. 3, 6 (см. также рис. 7). Эти зависимости хорошо согласуются с расчетом по полной модели. Получается, что экспериментальные данные рис. 5, а, по амплитуде тока разряда для смеси $H_2 : He = 1 : 3$ и чистого водорода противоречат экспериментальным данным рис. 3, 6, и рис. 4, а (последние были использованы выше для проверки справедливости выражения (2)).

Отметим, что расхождения в расчетных и экспериментальных интенсивностях излучения на рис. 5, б, уменьшаются, если в расчетах для каждого давления газа подбирать зарядное напряжение так, чтобы получить экспериментальное значение амплитуды тока разряда из рис. 5, а.

Эффективность ВУФ-излучения от вложенной в разряд энергии в расчетах достигает 16%, что меньше экспериментальных данных в ~3 раза (рис. 6). Следует отметить, что пленение излучения уменьшает эффективность на 20–40%, а его влияние возрастает с увеличением зарядного напряжения из-за роста населенности $H_2(X^1\Sigma_g^+, v=4, 10)$ состояний. Для оценки возможной эффективности ВУФ-излучения были рассчитаны балансы энергии электронов в чистом водороде и смесях $H_2 : He = 1 : 3$, $H_2 : He = 1 : 20$ и $H_2 : He = 1 : 40$ (рис. 8). Штрихпунктирные вертикальные линии показывают границы диапазона изменения расчетных значений E/N в максимуме тока в зависимости от давления газа. Суммарная доля энергии электронов, идущая на возбуждение $V^1\Sigma$ и $C^1\Pi$ состояний H_2 , приведена на рис. 9, где заштрихованные прямоугольники показывают диапазон изменения расчетного $(E/N)_d$ в максимуме тока в зависимости от давления газа. Максимальные значения эффективности ВУФ-излучения реализуемом в импульсном разряде диапазоне E/N не превышают 13%, что согласуется с численными расчетами. В эксперименте [6] для определения абсолютной величины энергии, высвечиваемой

водородом в ВУФ-области спектра, излучение водорода сравнивалось с ВУФ-излучением эксимеров Xe_2^* при давлении ксенона 2 атм, возбу-

ждаемого пучком быстрых электронов с энергией ~ 150 кэВ, с плотностью тока пучка ~ 1 А/см² и длительностью 50 нс. Детали этой процедуры в статье не приводятся, но можно предположить, что в оценках эффективности ВУФ-излучения водорода была завышена энергия пучка электронов, вкладываемая в излучающий объем ксенона. Возможно, не были учтены потери энергии быстрых электронов в фольге или (и) прозрачность поддерживающей фольгу решетки. При 2 атм ксенона глубина проникновения быстрых электронов с энергией 135 кэВ (считаем, что 15 кэВ теряется в фольге) в газ составляет 2.5 см [30]. Расстояние между электродами — 1.3, а ширина электродов — 1.28 см. Поэтому только часть энергии электронов пучка возбуждает активный объем.

Анализ результатов расчетов для условий [6] показывает, что населенности колебательных уровней $\text{H}_2(\text{X}^1\Sigma_u^+, v=1)$ на порядок, а населенности более высоких колебательных уровней как минимум на два порядка меньше населенности $\text{H}_2(\text{X}^1\Sigma_u^+, v=0)$. Поэтому возбуждение электронных уровней $\text{H}_2(\text{B}^1\Sigma_u^+)$ и $\text{H}_2(\text{C}^1\Pi_u^-)$ из колебательно-возбужденных состояний $\text{H}_2(\text{X}^1\Sigma_u^+, v)$ электронами [31] в данном случае неважно.

Из баланса энергии электронов (рис. 8 и 9) видно, что эффективность ВУФ-излучения водорода может достигать 35% в чистом водороде при $E/N \sim 500$ Тд, когда примерно столько же энергии идет на ионизацию. Такие условия нетипичны для самостоятельного разряда, где преобладает ступенчатая ионизация, а доля энергии на прямую ионизацию мала. Возможность реализации таких E/N в самостоятельном разряде, на наш взгляд, маловероятна. Вопрос об эффективности ВУФ-излучения при других способах возбуждения остается открытым.

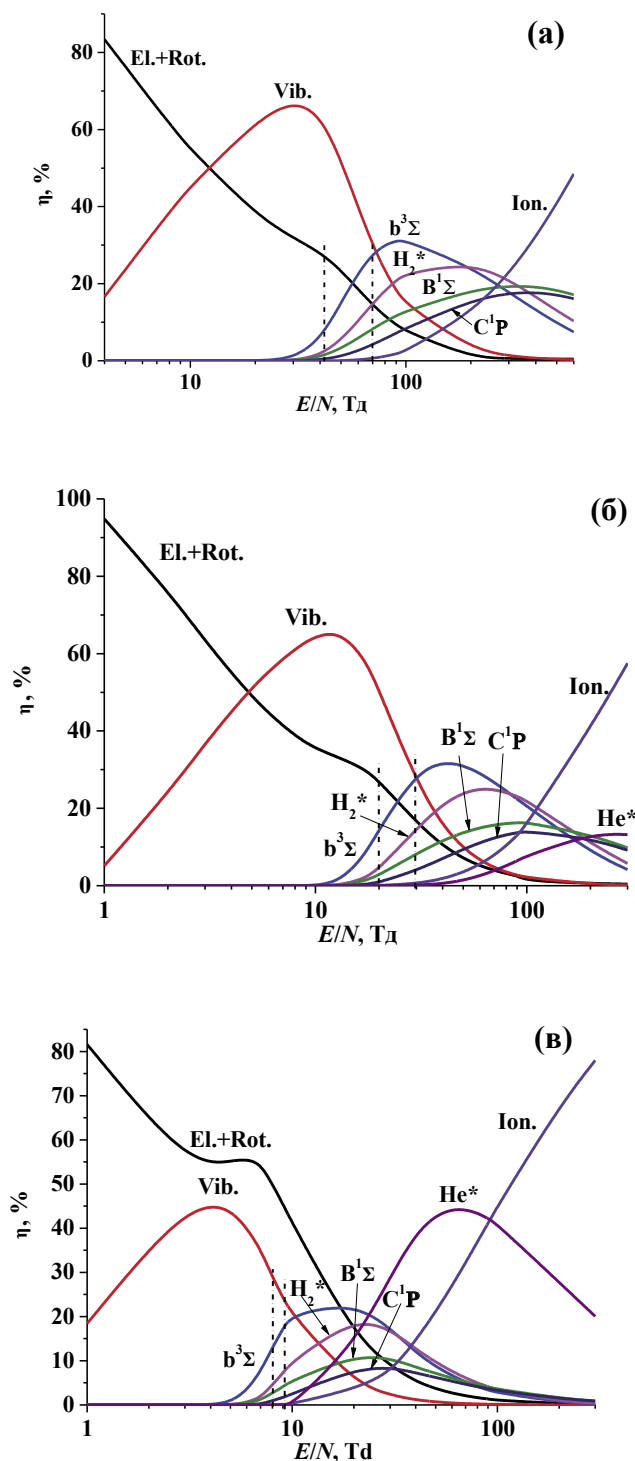


Рис. 8. Баланс энергии электронов в H_2 (а), $\text{H}_2:\text{He}=1:3$ (б), $\text{H}_2:\text{He}=1:40$ (в). Штрихпунктирные вертикальные линии показывают диапазон изменения расчетных значений $(E/N)_d$ в максимуме тока в зависимости от давления газа.

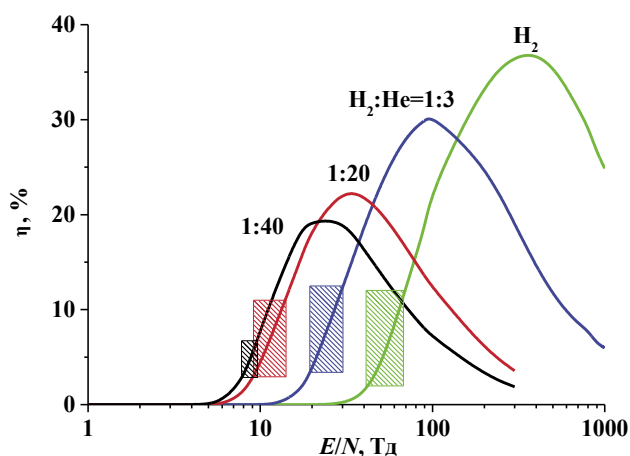


Рис. 9. Доля энергии электронов, идущая на возбуждение $\text{B}^1\Sigma$ и $\text{C}^1\Pi$ состояний H_2 . Заштрихованные прямоугольники показывают диапазон изменения расчетных значений $(E/N)_d$ в максимуме тока в зависимости от давления газа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана численная модель импульсного самостоятельного разряда в смесях H_2 и He для описания излучения в полосах Лаймана и Вернера. Проведена верификация модели путем детального сравнения с имеющимися в литературе экспериментальными данными. Модель количественно согласуется с экспериментальными зависимостями напряжения разряда и амплитуды тока разряда от зарядного напряжения и давления газа, а также осциллограммами напряжения и тока разряда. Предложены аналитические выражения для оценки приведенной напряженности поля и амплитуды тока разряда в зависимости от зарядного напряжения, состава и давления смеси. Зависимости интенсивности ВУФ-излучения и его эффективности от зарядного напряжения, состава и давления газа описываются моделью качественно. Показано, что в импульсном разряде с предионизацией пучком быстрых электронов эффективность излучения в полосах Лаймана и Вернера может достигать 16% от вложенной в разряд энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красников Г.Я., Горнев Е.С., Матюшкин И.В. Общая теория технологий и микроэлектроника. М.: «Техносфера», 2020. 434 с.
2. Радциг А.А., Смирнов Б.М., Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: «Атомиздат», 1980. 240 с.
3. Хьюберт К.П., Герцберг Г. Константы двухатомных молекул. Часть 1. М.: «Мир», 1984. 408 с.
4. Dreyfus R.W., Hodgson R.T. // Phys. Rev. A. 1974. V. 9. P. 2635. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.9.2635>
5. Gochelashvili K.S., Dem'yanov A.V., Evdokimova O.N. et al // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2013. V. 40. No 6. P. 137. <https://doi.org/10.3103/S1068335613060018>
6. Долгих В.А., Капустин В.В., Керимов В.М. и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 2. С. 210.
7. Гальцев В.Е., Демьянов А.В., Певгов В.Г. и др. Расчет характеристик электрического разряда в смесях газов, содержащих HCl и H_2 . Препринт ИАЭ-3156, 1979.
8. Allan M., Wong S.F. // Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 1791. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.41.1791>
9. Wadehra J.M., Bardsley J.N. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 1795. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.41.1795>
10. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. // УФН. 1982. Т. 136. С. 25. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0136.198201b.0025>
11. Fite W.L., Brackmann R.T. // Phys. Rev. 1958. V. 112. P. 1141. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.112.1141>
12. Дрюкарев Г.Ф. Столкновения электронов с атомами и молекулами. М.: «Наука», 1978. 256 с.
13. Dixon A.J., Von Engel A., Harrison M.F.A. // Proc. R. Soc. Lond. 1975. V. 343. P. 333. <https://doi.org/10.1098/rspa.1975.0069>
14. Eckstrom D.J., Nakano H.H., Lorents D.C. et al // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. No. 4. P. 1679. <https://doi.org/10.1063/1.342474>
15. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: «Атомиздат», 1974. 456 с.
16. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П., Таран М.Д. // ТВТ. 1984. Т. 22. № 6. С. 1048.
17. Dixon A.J., Harrison M.F.A., Smith A.C.H. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1976. V. 9. No 15. P. 2617. <https://doi.org/10.1088/0022-3700/9/15/013>
18. Демьянов А.В., Дятко Н.А., Кочетов И.В. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 1. С. 75.
19. Демьянов А.В., Дятко Н.А., Кочетов И.В. и др. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 623.
20. Демьянов А.В., Дятко Н.А., Кочетов И.В. и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 361.
21. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов: Справочник. М.: Атомиздат, 1986. 344 с.
22. Демьянов А. В., Кочетов И. В., Напартович А. П., Старостин А. Н. // ТВТ. 1984. Т. 22. С. 216.
23. Александров Н.Л. // ЖТФ. 1978. Т. 48. С. 1428.
24. Bardsley J.N., Wadehra J.M. // Phys. Rev. 1979. A 20. No 4. P. 1398. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.1979A.20.No4.1398>
25. Holstein T. // Phys. Rev. 1951. V. 83. No 6. P. 1159. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.83.1159>
26. Mewe R. // Brit. J. Appl. Phys. 1967. V. 18. No 1. P. 107. <https://doi.org/10.1088/0508-3443/18/1/315>
27. Igarachi K., Mikoshiba S., Watanabe Y. et al // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1995. V. 28. No 7. P. 1377. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/28/7/015>
28. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М.: «Наука», 1971. 543 с.
29. Демьянов А.В., Кочетов И.В. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. № 5. С. 467.
30. Cason Charles, Perkins J.F., Werkheiser A.H., Duderstadt J. // AIAA Journal. 1977. V. 15. No 8. P. 1079. <https://doi.org/10.2514/3.60757>
31. Celiberto R., Janev R.K., Laricchiuta A. et al // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2001. V. 77. No 2. P. 161. <https://doi.org/10.1006/adnd.2000.0850>