



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. М. Уланов, В. А. Пинаев, Исследование непрерывного спектра тлеющего разряда низкого давления в водороде и гелии в продольном магнитном поле, *ТВТ*, 2014, том 52, выпуск 1, 30–38

DOI: <https://doi.org/10.7868/S0040364414010219>

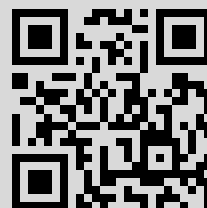
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 109.252.23.9

21 мая 2019 г., 23:22:59



# ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОДОРОДЕ И ГЕЛИИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2014 г. И. М. Уланов, В. А. Пинаев

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск*

*E-mail: ulanov@itp.nsc.ru, pinaev\_vadim@mail.ru*

Поступила в редакцию 25.12.2012 г.

Исследовано влияние продольного магнитного поля на температуру и плотность электронов и спектральную светимость непрерывного спектра отрицательного свечения тлеющего разряда в видимой области спектра. Температура и плотность электронов определялись методом двойного зонда. Обнаружено, что под действием магнитного поля разряд сжимается в узкий шнур, а интенсивность его свечения возрастает в  $\sim 100$  раз. При этом температура и плотность электронов увеличиваются. Общее напряжение на разряде уменьшается в 2–3 раза. Наибольший интерес в работе представляют исследования по влиянию продольного магнитного поля на спектральную светимость непрерывного спектра. Показано, что для данных условий изучаемого тлеющего разряда (низкое давление и малая степень ионизации  $\sim 10^{-6}$ ) наибольший вклад в светимость непрерывного спектра вносит тормозное излучение при рассеянии электрона на нейтральной частице. Измеренная величина спектральной светимости непрерывного спектра разряда сравнивалась с расчетной величиной тормозного излучения на нейтральных частицах. Было обнаружено, что измеренная величина непрерывного спектра больше расчетной в  $10^2$ – $10^3$  раз, причем наибольшее расхождение наблюдается при отсутствии магнитного поля. Для объяснения такого сильного расхождения между измеренной и расчетной спектральной светимостью непрерывного спектра предложена гипотеза.

DOI: 10.7868/S0040364414010219

## ВВЕДЕНИЕ

Работы, посвященные исследованию излучения тлеющих разрядов, в основном были сделаны в области положительного столба и при средних давлениях плазмообразующего газа (1–100 мм рт. ст.). Это связано с тем, что тлеющий разряд часто исследовался с целью создания новых источников света. Кроме того, работ по изучению излучения тлеющих разрядов в продольном магнитном поле при низких давлениях (10–70 Па) и малых плотностях токов (1–2 мА/см<sup>2</sup>) практически не имеется. В монографиях [1–3], изданных в последние годы, также не приведены ссылки на работы по излучению тлеющих разрядов низкого давления.

Большинство опубликованных работ по влиянию продольного магнитного поля на тлеющие электрические разряды связано с исследованием электрических характеристик, диффузии заряженных частиц, температуры электронов и т.д. Их обзор приведен в предыдущих публикациях [4–6], в которых экспериментально исследовано влияние продольного магнитного поля на тлеющие разряды низкого давления в водороде и гелии. Важно подчеркнуть, что исследовалось отрицательное

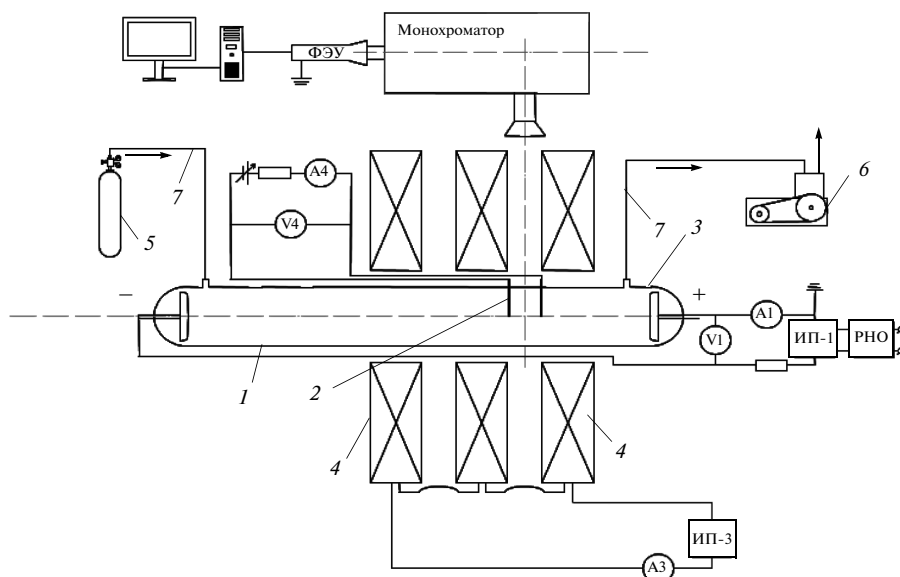
свечение тлеющего разряда, в этой области электрическое поле очень мало.

В данной работе внимательно рассмотрены все элементарные процессы, которые дают вклад в непрерывный спектр тлеющего разряда, а также проградуирована оптическая система измерений, что позволяет измерять спектральную плотность излучения плазмы разряда в абсолютных единицах (эрг с<sup>-4</sup> см<sup>-1</sup>) и сравнивать ее с расчетной плотностью излучения для каждого элементарного процесса.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальная установка, описанная в работах [4–6], была усовершенствована с целью повышения точности проводимых экспериментов и уменьшения времени получения экспериментальных данных. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Тлеющий разряд осуществлялся в кварцевой трубке 1 с внутренним диаметром 42 мм. Расстояние между анодом и катодом составляло 50 см. Катод и анод 3 были изготовлены из алюминия чистотой 99%. Алюминий содержит мало спек-



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 – разрядная камера, 2 – зонды, 3 – электроды, 4 – катушки, 5 – газовый баллон, 6 – форвакуумный насос, 7 – газовые линии.

тральных линий в видимой области спектра. Заметим, что в спектрах водорода и гелия примесных линий алюминия не наблюдалось.

Магнитное поле создавалось системой катушек 4. Источник питания ИП-3 позволял регулировать ток в магнитных катушках. Таким образом, магнитное поле  $H$  изменялось от 0 до 1400 Гс. Магнитное поле в просветах между катушками уменьшалось не более чем на 2% от поля в центре катушек.

Ток разряда измерялся амперметром А1, напряжение вольтметром V1. Источник питания ИП-1 позволял регулировать ток или поддерживать его постоянным при изменении магнитного поля или давления в разрядной трубке. Для удаления возможных примесей со стенок трубки и электродов, а также для предотвращения их накопления в разряде, разрядная трубка в течение всего эксперимента откачивалась вакуумным насосом 6. Для поддержания необходимого давления исследуемый газ поступал по подводящим линиям 7 через нагнетатель из баллона 5. Электрические зонды 2, способные передвигаться вдоль разрядной трубки, располагались на ее оси. Расстояние между зондами составляло 1 см. Сигнал с зондов подавался через АЦП на компьютер. Это позволяло получать зондовые вольт-амперные характеристики (ВАХ) в цифровом виде и с помощью предварительно написанной программы производить расчет температуры и плотности электронов по формулам метода двойного зонда. Спектральные измерения проводились в просвете между катушками, в том же месте, где расположены зонды. Излучение разряда фокусировалось на щель монохроматора МДР-23 и записывалось через АЦП

на компьютер. Оптический тракт был проградуирован с помощью сертифицированной ленточной вольфрамовой лампы марки ТРУ-1100-2350-0287, что позволило проводить спектральные измерения в абсолютных единицах ( $\text{эрг см}^{-4} \text{с}^{-1}$ ).

### ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Определение температуры и плотности электронов при зондовых измерениях даже в отсутствие магнитного поля следует проводить с некоторой осторожностью, так как теория зондов достаточно сложна. Для правильной интерпретации зондовых измерений нужно выполнить следующие условия:

$$r_D \ll r_p \ll \lambda_m,$$

где  $r_D$  – дебаевский радиус,  $r_p$  – радиус зонда,  $\lambda_m$  – длина свободного пробега электрона. В данных экспериментах эти условия были выполнены. Зонды, изготовленные из вольфрамовых или золотых проволочек, имели диаметр 0.2–0.4 мм. Радиус Дебая в зависимости от условий разряда лежал в интервале  $r_D = (4-8) \times 10^{-3}$  см. Длины свободного пробега электрона составляли  $\lambda_m = (1.3-2) \times 10^{-1}$  см.

Если плазма находится в магнитном поле, то следует применять двойной зонд. Это связано с тем, что для двойного зонда определяющим является ионный ток насыщения. Ларморовский радиус вращения иона  $r_i$  даже в достаточно сильных магнитных полях остается много больше его длины свободного пробега  $\lambda_i$ , поэтому ионы в рассматриваемых условиях оставались немагнитными.

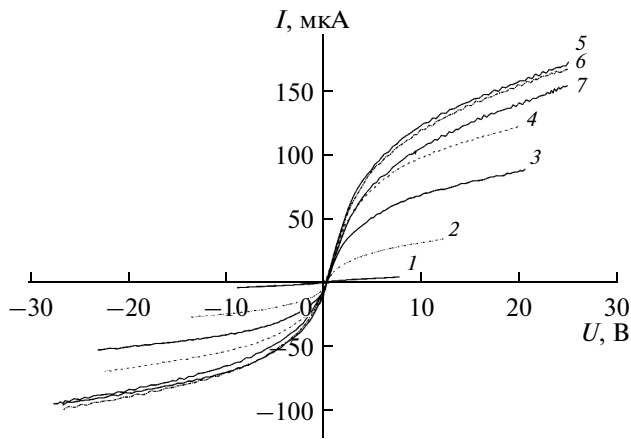


Рис. 2. Характерные двухзондовые характеристики при продольных магнитных полях: 1 – 0 Гс, 2 – 140, 3 – 280, 4 – 420, 5 – 700, 6 – 1050, 7 – 1400.

Для  $H = 1400$  Гс давление, при котором  $\lambda_i \sim r_i$ , в гелии составляет  $P \sim 350$  Па.

Температура и плотность электронов определялись с учетом ВАХ двойного зонда по формуле [7, 8]

$$\ln \left( \frac{I + i_{1+} A_2}{i_{2+} - I A_1} \right) = \frac{eU}{kT_e}. \quad (1)$$

Температура электронов находилась по тангенсу угла наклона прямой, построенной по зависимости логарифма (1) от напряжения между зондами, где  $i_{1+}$ ,  $i_{2+}$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  – ионный ток насыщения и площадь первого и второго зондов.

Плотность электронов находилась путем линейной экстраполяции ионного тока насыщения в точку нулевого тока на ВАХ:

$$i_{1+,2+} = 0.4 n_e A_{1,2} \left( \frac{kT_e}{M_+} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $M_+$  – масса иона. Характерные ВАХ двойного зонда представлены на рис. 2.

При выводе (1), (2) предполагалось, что электроны имеют максвелловскую функцию распределения. В работах [9, 10] была исследована функция распределения электронов по энергии в плазме от-

рицательного свечения тлеющего разряда. Было показано, что в плазме отрицательного свечения в гелии, неоне, аргоне при температуре электронов 0.1–0.6 эВ и плотностях  $\sim 10^9$  см $^{-3}$  существует максвелловское распределение электронов по энергиям.

В соответствии с [9–11] были сделаны оценки функции распределения электронов по энергиям для данных экспериментов. С этой целью при проведении зондовых измерений рассчитывался параметр, который определяет соотношение электрон-электронных и электрон-атомных соударений [10]:

$$\eta = \frac{v_{ee}}{\delta v_{ea}}, \quad \delta = \frac{2m_e}{M}, \quad (3)$$

где  $v_{ee}$ ,  $v_{ea}$  – частоты электрон-электронных и электрон-атомных соударений соответственно:

$$v_{ee} = \frac{4\pi e^4 n_e}{m^2 c^3} \ln \frac{k^{1/2} T_e T^{1/2}}{e^3 n_e^{1/2}}, \quad (4)$$

$$v_{ea} = \frac{\bar{V}}{\lambda_m}, \quad \bar{V} = \sqrt{\frac{2kT_e}{m}}, \quad (5)$$

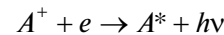
$M$  – масса атома,  $T$  – температура газа.

Если  $\eta > 1$ , то электроны должны обладать максвелловским распределением по энергиям. Параметр  $\eta$ , рассчитанный по (3)–(5), приведен в последнем столбце табл. 1–3.

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Из всего многообразия процессов взаимодействия электронов с атомами и молекулами рассмотрим только те элементарные процессы, которые приводят к излучению электромагнитного кванта  $h\nu$  в область непрерывного спектра. Заметим, что свободный электрон может излучать квант только при столкновении с тяжелой частицей ввиду закона сохранения импульса.

Процесс фоторекомбинации



может дать главный вклад в свечение плазмы в непрерывный спектр только при больших плотностях заряженных частиц, например в фотосферах звезд. В лабораторных условиях он играет незначи-

Таблица 1. Данные для  $H_2$  при  $P = 20$  Па,  $I_d = 10$  мА

$H$ , Гс	$T_e$ , эВ	$n_e \times 10^{10}$ , см $^{-3}$	$J_{\text{brems}} \times 10^4$ , эрг см $^{-4}$ с $^{-1}$	$J_{\lambda \text{exp}} \times 10^6$ , эрг см $^{-4}$ с $^{-1}$	$J_{\lambda \text{exp}}/J_{\text{brems}}$	$\eta$
0	0.4	0.14	0.0011	0.11	$10^4$	2
140	1.2	1.3	1	0.65	65	1.4
280	2.9	1.7	5.3	1.3	25	0.3
420	3.3	2.2	8.1	2.2	28	0.3
700	3.9	2.1	9.3	4.4	47	0.2
1050	3.3	1.9	7	5.3	76	0.3
1400	2.5	1.6	4.1	7	170	0.4

**Таблица 2.** Данные для He при  $P = 20$  Па,  $I_d = 10$  мА

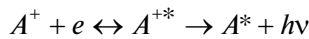
$H$ , Гс	$T_e$ , эВ	$n_e \times 10^{10}$ , см $^{-3}$	$J_{\text{brems}} \times 10^4$ , эрг см $^{-4}$ с $^{-1}$	$J_{\lambda \text{exp}} \times 10^6$ , эрг см $^{-4}$ с $^{-1}$	$J_{\lambda \text{exp}}/J_{\text{brems}}$	$\eta$
0	0.5	0.2	0.0034	0.15	4400	8
140	1.2	2.8	0.8	0.63	79	20
280	1.9	4.9	3.3	1.8	54	14
420	2	6.9	5	4	80	16
700	2.4	7.9	7.5	7.5	100	14
1050	2.8	7.1	8.3	10	130	9
1400	3.3	5	11	14	130	2

**Таблица 3.** Данные для He при  $P = 40$  Па,  $I_d = 10$  мА

$H$ , Гс	$T_e$ , эВ	$n_e \times 10^{10}$ , см $^{-3}$	$J_{\text{brems}} \times 10^4$ , эрг см $^{-4}$ с $^{-1}$	$J_{\lambda \text{exp}} \times 10^6$ , эрг см $^{-4}$ с $^{-1}$	$J_{\lambda \text{exp}}/J_{\text{brems}}$	$\eta$
0	0.5	0.2	0.005	0.07	$1.4 \times 10^3$	4.1
140	2.0	1.8	2.4	0.94	39	2.3
280	3.0	4.1	9.5	4.3	46	2.3
420	3.5	4.9	14	6.2	44	2.0
700	4.5	5.1	19	8.6	45	1.3
1050	4.6	2.8	10	7.4	74	0.7
1400	4.0	2.0	6.5	5.1	79	0.7

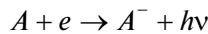
тельную роль из-за малости сечения фоторекомбинации  $\sigma_{\text{грес}} \sim 10^{-21}$  см $^2$  [1]. Также это показано в работе [12].

Диэлектронная рекомбинация



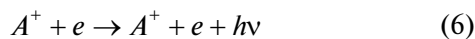
дает еще меньший вклад в непрерывный спектр, так как коэффициент диэлектронной рекомбинации примерно на пять порядков меньше, чем коэффициент электрон-ионной рекомбинации [13].

Радиационное прилипание электрона к атому или молекуле

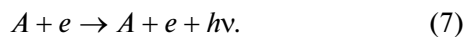


может давать заметный вклад в излучение непрерывного спектра только в электроотрицательных газах и при повышенных давлениях [1].

Рассмотрим еще два процесса взаимодействия электронов с тяжелыми частицами, способными давать вклад в непрерывный спектр. Это тормозное излучение при столкновении электронов с ионом



и тормозное излучение при столкновении электрона с нейтральной частицей



Хотя процесс (6) имеет дифференциальное сечение значительно большее, чем (7), в слабоионизованном газе он дает крайне малый вклад в

излучение из-за малой плотности заряженных частиц [14]. Поэтому при малых степенях ионизации газа  $< 10^{-5}$  основной вклад в непрерывный спектр будет давать тормозное излучение электрона на нейтральной частице [1, 2, 14]. В исследуемой плазме тлеющего разряда плотность электронов  $n_e \sim 10^9 - 10^{11}$  см $^{-3}$  и степень ионизации порядка  $10^{-6}$ , поэтому процесс (7) практически полностью определяет непрерывный спектр излучения. Остановимся на нем более подробно.

Энергия, излучаемая одним электроном в спектральный диапазон  $\lambda, \lambda + d\lambda$  согласно [1] выражается в следующем виде:

$$dQ_\lambda = \frac{8e^2}{3c^2} v^2 v_m(v) \frac{d\lambda}{\lambda^2}, \quad (8)$$

где  $v_m$  — эффективная частота столкновения электрона с нейтральной частицей. Общее излучение одного см $^3$  плазмы находится путем усреднения (8) по функции распределения электронов:

$$dJ_\lambda = \frac{32\pi e^2}{3} \frac{1}{c^2} \left( \frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} n_e \int_{v_{\min}}^{\infty} v^4 v_m(v) e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} dv \frac{d\lambda}{\lambda^2}, \quad (9)$$

где

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{2hc}{m\lambda}}.$$

Измеренная спектральная мощность непрерывного спектра сравнивалась с расчетом по (9).

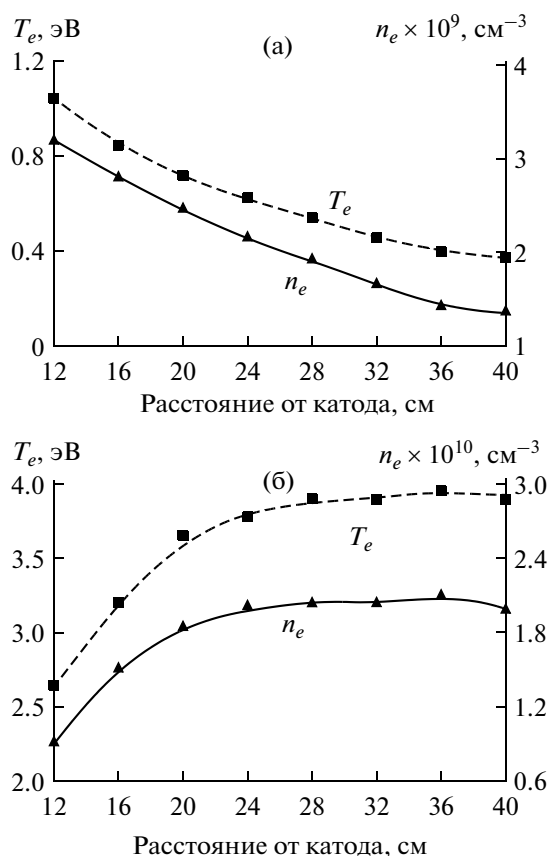
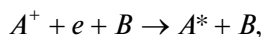
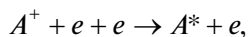


Рис. 3. Распределение температуры и плотности электронов по длине оси разряда в водороде при  $P = 20$  Па,  $I_d = 10$  мА: (а) —  $H = 0$  Гс,  $U_d = 2200$  В; (б) —  $H = 700$  Гс,  $U_d = 1300$  В.

В работе не рассматриваются прочие виды рекомбинаций:



в частности диссоциативная рекомбинация



так как они не дают заметного вклада в непрерывный спектр.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Основная цель проведенных исследований заключалась в том, чтобы найти зависимость светимости непрерывного спектра тлеющего разряда от продольного магнитного поля в области отрицательного свечения.

Все эксперименты сделаны при постоянном токе разряда  $I_d = 10$  мА. Чтобы поддерживать постоянный ток, напряжение на разряде с увеличением магнитного поля необходимо было уменьшать 2–3 раза. Для нахождения распределений температуры и плотности электронов по длине

разряда были выполнены зондовые измерения без магнитного поля и в его присутствии. Результаты этих измерений представлены на рис. 3. С удалением от катода без магнитного поля температура уменьшается за счет потерь энергии электронов на возбуждение атомов и их излучение, а плотность электронов уменьшается за счет ухода электронов на стенку трубки и рекомбинации их на стенке.

Наложение магнитного поля на разряд резко уменьшает диффузию электронов на стенку. На рис. 3б видно, что с увеличением магнитного поля после входа зондов в катушки плотность и температура электронов по длине остаются практически постоянными.

Кроме зондовых измерений, были сделаны фотографии разряда для каждого значения магнитного поля. По фотографиям определялся светящийся объем разряда. На рис. 4 представлены фотографии разряда в водороде для нескольких значений индукции продольного магнитного поля, на рис. 5 — то же для гелия. Знаком “—” обозначен катод. Без магнитного поля равномерное свечение разряда занимает все сечение разрядной трубки. При включении магнитного поля и увеличении напряженности его разряд сжимается и по центру разрядной трубки возникает узкий, ярко светящийся шнур диаметром меньше 1 см. Данный эффект особенно сильно выражен для водорода при постоянном токе 10 мА и давлении 10 Па. В этом случае объем плазмы единицы длины шнура уменьшается более чем в 25 раз по сравнению с соответствующей величиной без магнитного поля.

Было замечено, что такое сильное сжатие разряда происходило только тогда, когда катод располагался в районе слабого магнитного поля. В настоящих экспериментах катод находился на расстоянии 10–15 см от электромагнитов. Здесь магнитное поле составляло 5–10% от поля в том месте, где были установлены зонды и проводились спектральные измерения. Если же катод находился рядом с катушками, сжатие разряда происходило до величины  $\sim 0.7$ – $0.8$  радиуса разрядной камеры. Объяснение этого эффекта дано в работе [15]. Стягивание разряда в шнур происходит только тогда, когда электроны начинают движение в неравномерном магнитном поле, т.е. когда катод расположен далеко от магнитных катушек.

Если катод находится близко к катушкам магнитного поля или даже введен в них, наблюдается незначительное сжатие разряда, так как катод расположен в области равномерного магнитного поля.

На рис. 6, 7 представлены спектры разряда в водороде и гелии при постоянном токе разряда. С увеличением магнитного поля излучение как в линиях, так и в области непрерывного спектра значительно возрастает.

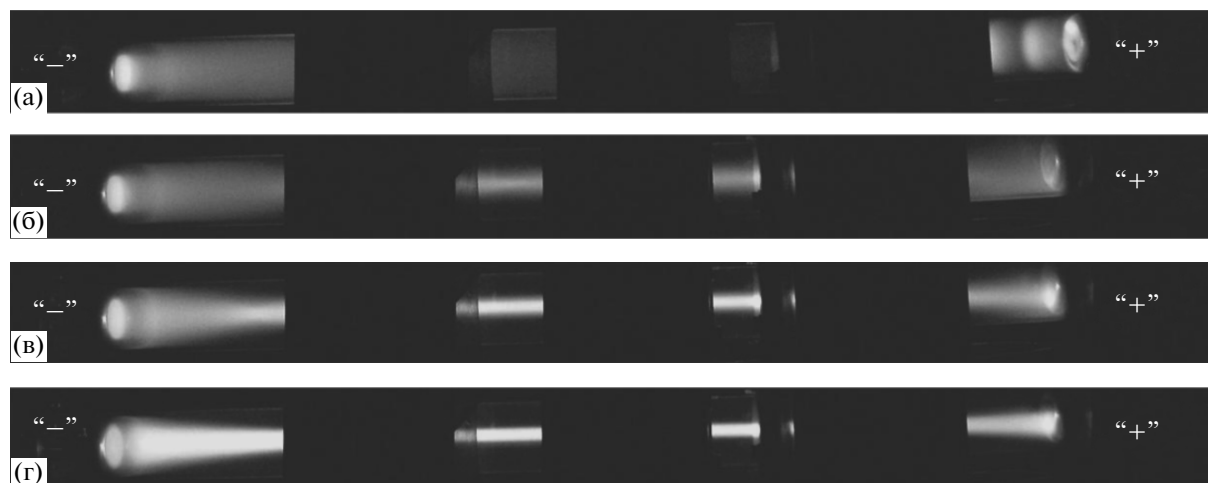


Рис. 4. Фотографии разряда в водороде при индукции магнитного поля 0 (а), 130 (б), 330 (в), 990 Гс (г),  $P = 20$  Па,  $I_p = 10$  мА.

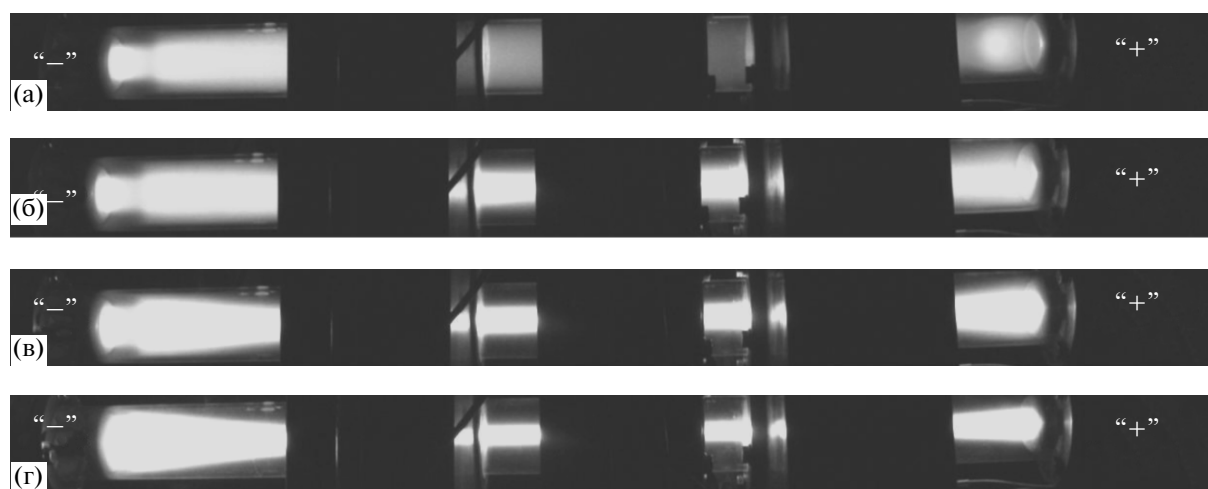


Рис. 5. Фотографии разряда в гелии при индукции магнитного поля 0 (а), 130 (б), 330 (в), 990 Гс (г),  $P = 70$  Па,  $I_p = 10$  мА.

На рис. 8 и в табл. 1 приведены значения измеренной  $J_{\lambda_{\text{exp}}}$  и рассчитанной  $J_{\text{brems}}$  по формулам (8), (9), спектральная мощность излучения в непрерывном спектре на длине волны 530 нм в зависимости от продольного магнитного поля для водорода при давлении в разрядной трубке 20 Па и токе  $I_d = 10$  мА. На рис. 9, 10 и в табл. 2, 3 — то же для гелия при давлении 20 и 40 Па соответственно.

При анализе этих графиков и таблиц хорошо видно, что наблюдается сильное различие между расчетной и измеренной спектральной светимостью. Без приложенного магнитного поля измеренная светимость на три порядка больше расчетной, при наложении магнитного поля, когда увеличиваются плотность и температура электронов, разница между расчетной и измеренной интенсивностями уменьшается и составляет два порядка.

В ходе исследований стало понятно, почему в литературе не найдены экспериментальные работы по изучению тормозного излучения рассеяния электрона на нейтральной частице при низких  $T_e \sim 0.3\text{--}0.5$  эВ,  $n_e \sim 10^9$  см $^{-3}$  и низкой плотности нейтральных частиц  $N \sim 10^{16}$  см $^{-3}$ . При таких параметрах разряда измерить данную величину экспериментально не представляется возможным. В литературе имеются экспериментальные работы по исследованию этого процесса в положительном столбе разряда при давлениях  $5 \times 10^3$  Па и выше [16, 17].

Энергия, излучаемая одним электроном в спектральный диапазон  $\lambda, \lambda + d\lambda$ , в процессе тормозного излучения электрона на нейтральной частице зависит от частоты столкновения электрона с атомом  $\nu_m$ , а значит, с ростом давления газа она должна увеличиваться. В данном случае энер-

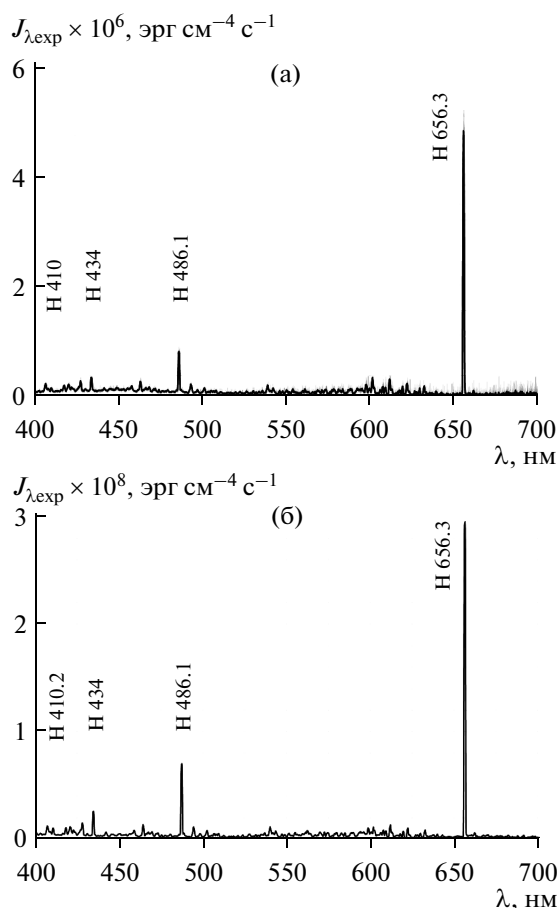


Рис. 6. Спектральная плотность излучения одного кубического сантиметра плазмы водорода отрицательного свечения,  $P = 20$  Па,  $I_p = 10$  мА,  $H = 0$  (а), 700 Гс (б).

гия, излучаемая электроном, с увеличением давления уменьшается при тех же значениях плотности и температуры электронов (при  $H = 0$  Гс). Это еще раз подтверждает, что излучение в непрерывном спектре в области отрицательного свечения при характеристиках изучаемого тлеющего разряда (низкое давление, малые степени ионизации  $10^{-5}$ – $10^{-7}$ ) не может быть объяснено процессом тормозного излучения электрона при рассеянии на нейтральном атоме.

Проведенные эксперименты при давлении 200 Па, когда измерения светимости непрерывного спектра проводились в области положительного столба, показали, что магнитное поле не влияет на тлеющий разряд. Общее напряжение на разряде не меняется, светимость непрерывного спектра остается постоянной и в пределах ошибки совпадает с расчетной светимостью тормозного излучения при рассеянии на атоме.

Таким образом, исследованная светимость непрерывного спектра тлеющих разрядов в водороде и гелии при низком давлении газа (10–40 Па) и при степенях ионизации  $10^{-5}$ – $10^{-7}$  не может быть

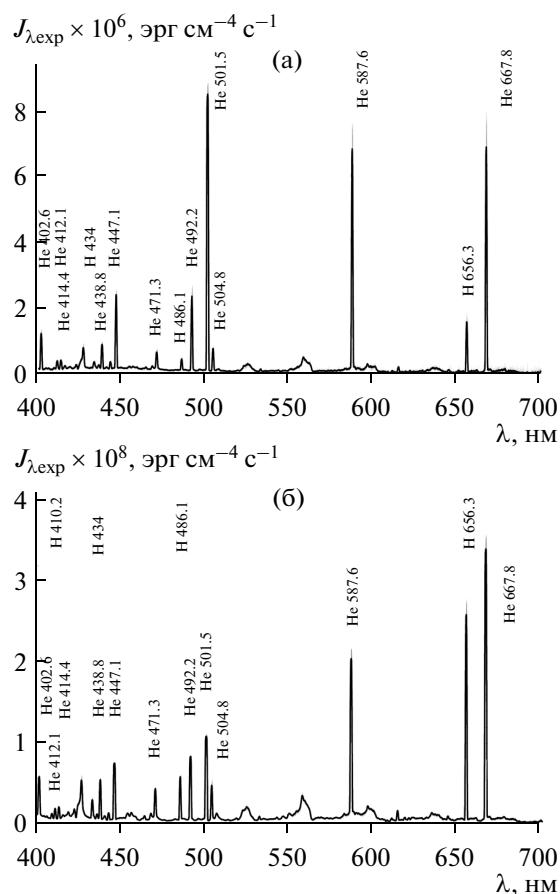


Рис. 7. Спектральная плотность излучения одного кубического сантиметра плазмы гелия отрицательного свечения,  $P = 20$  Па,  $I_p = 10$  мА,  $H = 0$  (а), 700 Гс (б).

объяснена тормозным излучением электрона на атоме. Еще раз подчеркнем, что этот процесс должен давать основной вклад в светимость непрерывного спектра при данных параметрах плазмы разряда по сравнению с фоторекомбинацией и тормозным излучением электрона на ионе.

Сложность объяснения полученных результатов заключается в том, что наблюдается сильное различие измеренной интенсивности непрерывного спектра без внешнего магнитного поля и при горении разряда во внешнем продольном магнитном поле. В момент включения магнитного поля и увеличения его до  $\sim 200$  Гс значительно возрастают температура и плотность электронов, и поэтому трудно понять, за счет чего возрастает интенсивность непрерывного спектра, за счет температуры и плотности электронов или в результате увеличения напряженности магнитного поля. В дальнейшем с увеличением магнитного поля светимость непрерывного спектра возрастает, при этом температура и плотность электронов остаются практически постоянными. Это важное замечание позволяет сделать заключение, что спектральная плотность из-



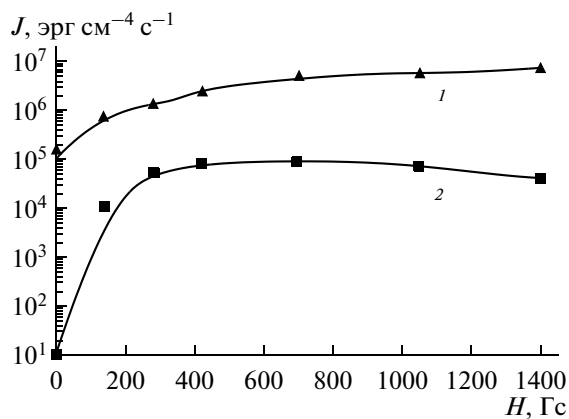


Рис. 8. Спектральная плотность излучения разряда в водороде при  $\lambda = 530$  нм в зависимости от магнитного поля,  $P = 20$  Па,  $I_d = 10$  мА: 1 — измеренная, 2 — рассчитанная.

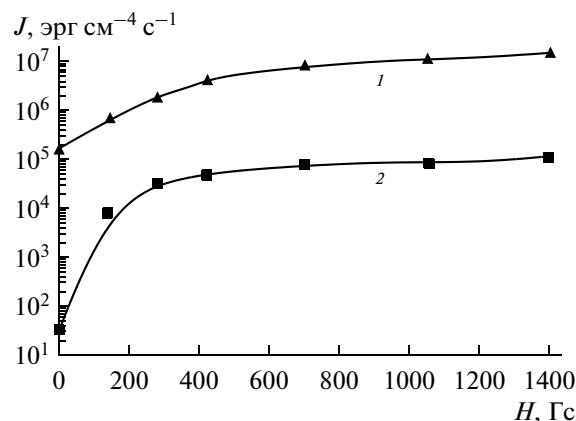


Рис. 9. Спектральная плотность излучения разряда в гелии при  $\lambda = 530$  нм в зависимости от магнитного поля,  $P = 20$  Па,  $I_d = 10$  мА: 1 — измеренная, 2 — рассчитанная.

лучения непрерывного спектра зависит от напряженности продольного магнитного поля.

Величина электрического постоянного поля в зоне проведения спектральных и зондовых измерений при давлении в разрядной камере 20 Па составляет 0.2–0.5 В/см. В то же время электрическое поле при давлении газа в разрядной трубке 200 Па в положительном столбе разряда составляет 5–6 В/см и практически не зависит от напряженности магнитного поля.

Сделаем несколько замечаний о точности измерений. Точность измерений температуры электронов — порядка 20%. Точность измерения плотности электронов, как указывают авторы [7], составляет порядок величины, но так как данные измерения относительные, то по нашим оценкам она ~50%. По литературным данным измеренная величина плотности и температуры электронов в примерно одинаковых условиях разряда не отличается от измерений других авторов [18].

Все измерения проводились в конце отрицательного свечения, для того чтобы избежать влияния на зонды пучка быстрых электронов, который может существовать в начале отрицательного свечения [19]. Исследования области отрицательного свечения [1, 19] показали, что в этой области существует нелокальный характер электронного спектра. Существуют три группы электронов. Медленные электроны, их называют конечными, имеют максвелловское распределение по энергиям. Этих электронов большинство в разряде. Они обладают малой энергией, поэтому частота электрон-электронных столкновений у них значительно выше частоты электрон-атомных. Вторая группа электронов имеет повышенную температуру, но их плотность в 100–200 раз ниже медленных электронов [1]. Третья группа — это пучок электронов с очень большой энергией и очень малой плотностью [1]. К концу отрицательного свечения вторая и третья группа термализуются [19]

и остаются только медленные электроны. Эти замечания приведены, чтобы показать, что все измерения и расчеты проводились при наличии максвелловского распределения электронов по энергиям. Точность спектральных измерений составляла 10–20%, так как оптический тракт был проградирован сертифицированной вольфрамовой ленточной лампой.

Сильное различие между расчетной и измеренной спектральной интенсивностями непрерывного спектра не имеет объяснений. Рассмотрены все элементарные процессы, которые могли давать вклад в непрерывный спектр. Малая плотность атомов, молекул, ионов, электронов, малый коэффициент ионизации плазмы, независимость этого эффекта от частоты столкновения электрона с атомом (при данных параметрах тлеющего разряда) позволяют сделать предположение, что электрон излучает квант света при столкновении с атомом, но взаимодействует при этом с каким-то другим

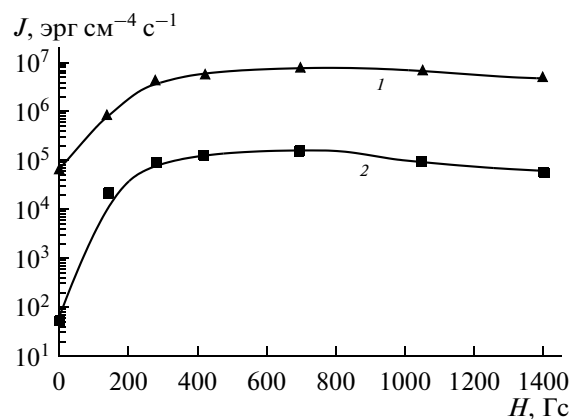


Рис. 10. Спектральная плотность излучения разряда в гелии при  $\lambda = 530$  нм в зависимости от магнитного поля,  $P = 40$  Па,  $I_d = 10$  мА: 1 — измеренная, 2 — рассчитанная.

объектом. По-видимому, существует какой-то неизвестный элементарный процесс, который дает достаточно большой вклад в непрерывный спектр при такой низкой температуре и плотности электронов ( $T_e = 0.4\text{--}0.6\text{ эВ}$ ,  $n_e \sim 5 \times 10^9\text{ см}^{-3}$ ).

Можно предположить, что в плазме тлеющего разряда, возможно, существуют высокочастотные флуктуации электрического и магнитного поля и на этих флуктуациях происходит рассеяние электронов. Даже слабое взаимодействие электрического поля или магнитного момента электрона с этими флуктуациями при резонансе частот излучаемого кванта может привести к дополнительному процессу излучения квантов света.

Можно отметить, что выдвинутая гипотеза для объяснения обнаруженных эффектов недостаточно обоснованна, но авторы хотели бы привлечь внимание других исследователей для изучения непрерывного спектра тлеющих разрядов низкого давления в продольном магнитном поле.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые результаты по излучению в видимой области непрерывного спектра тлеющих разрядов низкого давления. Особый интерес вызывает сильное различие между измеренной величиной спектральной интенсивности непрерывного спектра и расчетной величиной тормозного излучения электрона на нейтральных частицах. Измерения превышают расчет на 2–3 порядка. Рассмотрены все элементарные процессы, дающие вклад в светимость непрерывного спектра. Показано, что при исследованных параметрах тлеющего разряда ( $n_e \sim 10^9\text{--}10^{11}\text{ см}^{-3}$ , степень ионизации  $\sim 10^{-7}\text{--}10^{-5}$ ) основной вклад в непрерывный спектр должно давать тормозное излучение электрона на атоме. Обнаружено, что эффект сильного расхождения измеренной и расчетной величины тормозного излучения на атоме наблюдается только в области отрицательного свечения тлеющего разряда.

Продольное магнитное поле, наложенное только на область отрицательного свечения тлеющего разряда низкого давления (10–70 Па), оказывает очень сильное влияние на разряд. Светящийся диаметр разряда сжимается в 3–5 раз, общее напряжение на разряде уменьшается в ~3 раза, температура и плотность электронов увеличиваются на порядок величины.

Предложена гипотеза для объяснения эффекта сильного расхождения между расчетной и измеренной интенсивностями непрерывного спектра тлеющего разряда низкого давления.

Следует отметить, что ранее в работе [6] авторами сравнивалась измеренная интенсивность непрерывного спектра с расчетной интенсивностью электрон-ионной рекомбинации. Такое сравнение

некорректно, так как при исследуемых параметрах тлеющего разряда вклад электрон-ионной рекомбинации на три порядка величины меньше, чем тормозное излучение электрона на атоме.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Интеллект, 2009. 736 с.
2. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2010. 592 с.
3. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010. 512 с.
4. Уланов И.М., Литвинцев А.Ю. Экспериментальные исследования влияния продольного магнитного поля на катодные части тлеющего разряда в гелии // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 32.
5. Уланов И.М., Литвинцев А.Ю. Влияние продольного магнитного поля на излучение тлеющего разряда в гелии // ТВТ. 2005. Т. 43. № 4. С. 516.
6. Уланов И.М., Литвинцев А.Ю., Пинаев В.А. Влияние продольного магнитного поля на рекомбинационное излучение тлеющего разряда низкого давления в водороде и гелии // ТВТ. 2011. Т. 49. №1. С. 3.
7. Диагностика плазмы / Под ред. Хаддлстоуна Р., Леонарда С. М.: Мир, 1967. 516 с.
8. Методы исследования плазмы / Под ред. Лохте-Хольтгревена В. М.: Мир, 1971. 552 с.
9. Гуревич А.В. О влиянии радиоволн на свойства плазмы ионосферы // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 1112.
10. Солнцев Г.С., Орлов А.И., Довженко В.А. О механизме установления функции распределения электронов по энергиям в плазме отрицательного свечения тлеющего разряда // РИЭ. 1970. Т. 9. С. 1980.
11. Гинзбург В.Л. Распространение электронно-магнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 685 с.
12. Pinaev V.A., Ulanov I.M. Investigation of Electric and Spectral Characteristics of the Low-Pressure Glowing Discharge in Longitudinal Magnetic Field // VII Int. Conf. PPPT-7. Minsk: Kovcheg, 2012. P. 208.
13. Справочник констант элементарных процессов с участием атомов, ионов, электронов, фотонов / Под ред. Жиглинского А.Г. СПб.: СПб. ун-т, 1994. 335 с.
14. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
15. Рохлин Г.Н. Влияние магнитного поля на излучение ртутного разряда // ЖЭТФ. 1939. Т. 9. Вып. 7. С. 804.
16. Голубовский Ю.Б., Иванов В.А., Коган Ю.М. Диагностика разряда в неоне при средних давлениях по тормозному континууму // Опт. и спектр. 1973. Т. 35. № 2. С. 213.
17. Голубовский Ю.Б., Зинченко А.К., Коган Ю.М. Исследование положительного столба в неоне при повышенных давлениях // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 7. С. 1478.
18. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. 543 с.
19. Райзер Ю.П. Продольная структура катодных частей тлеющего разряда // ТВТ. 1991. Т. 29. № 6. С. 1041.