

УДК 533.9+539.194 : 546.11

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО КОЛЕБАТЕЛЬНЫМ УРОВНЯМ И ЯРКОСТЬ ДИССОЦИОННОГО КОНТИНУУМА МОЛЕКУЛЫ ВОДОРОДА В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Лавров Б. П., Просихин В. П.

На основе измерений интенсивности Q -линий диагональных полос α -системы Фулхера и функции распределения электронов по энергиям исследованы распределения молекул H_2 по колебательным уровням возбужденного $d^3\Pi_u^-$ и основного $X^1\Sigma_g^+$ электронных состояний в плазме газового разряда при плотностях тока $3 \cdot 10^{-3} \div 13$ А/см² и давлениях 1–5 Тор. Установлено, что в широком диапазоне плотностей тока в капиллярно-дуговом разряде и разряде с полым катодом при пониженном давлении заселен преимущественно один, нижний колебательный уровень основного состояния. Систематические измерения спектрального распределения яркости диссоционного континуума молекул H_2 и D_2 в области 190–500 нм и расчеты, проведенные в рамках простой модели возбуждения, подтвердили и позволили впервые объяснить наблюдавшиеся ранее эмпирические закономерности.

Работа посвящена разработке методики и изучению не исследованных ранее распределений заселенности по колебательным уровням основного и возбужденных электронных состояний молекулы H_2 , изучению и объяснению наблюдавшихся ранее эмпирических закономерностей излучения $a^3\Sigma_g^+ \rightarrow b^3\Sigma_u^+$ континуума в газоразрядной плазме пониженного давления.

Методика

Известный метод определения заселенностей колебательных уровней основного электронного состояния по измеренным интенсивностям электронно-колебательных полос испускания [1] обобщен на случай разрешенной вращательной структуры полос при некоторых предположениях о механизме возбуждения и дезактивации молекул [2]. Полученная система уравнений баланса позволяет определить колебательные распределения заселенности в основном электронном состоянии n_{XvN} по измеренным заселенностям уровней возбужденного электронного состояния $n_{d^3\Pi_u^-}$, функции распределения электронов по энергиям $F(\varepsilon)$ (от которой известным образом зависят константы скорости возбуждения $\alpha_{v\bar{v}}$) и газовой температуре T .

Влияние вида $F(\varepsilon)$

Расчеты констант скорости $d^3\Pi_u^- \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ возбуждения H_2 электронным ударом, проведенные с различными функциями $F(\varepsilon)$ и сечениями из [3], показали, что даже при максвелловской $F(\varepsilon)$ со средней энергией $\bar{\varepsilon} = 1-15$ эВ отношение констант скорости существенно отличается от отношения соответствующих сечений; относительные скорости возбуждения для нематвелловских функций распределения, измеренных в [4, 5], значительно отличаются от констант, соответствующих максвелловской $F(\varepsilon)$ с той же средней энергией (поэтому некорректны попытки оценить влияние $F(\varepsilon)$ на константы скорости возбуждения в предположении максвелловской $F(\varepsilon)$ со средней энергией электронов, определяемой из вольтамперных зондовых характеристик [6]).

В качестве примера влияния вида $F(\varepsilon)$ на константы скорости $\alpha_{v\bar{v}}$ на рис. 1 показано отношение отклонений констант скорости от величин соответствующих

сечений в максимуме $\sigma_{v0}^{\max}$ для $d^3\Pi_u^-, v=7 \leftarrow X^1\Sigma_g^+, \tilde{v}=0$ и $d^3\Pi_u^-, v=0 \leftarrow X^1\Sigma_g^+, \tilde{v}=0$ возбуждения электронным ударом.

Распределение заселенности по уровням $X^1\Sigma_g^+$ -состояния H_2

Измерения колебательных распределений проводились в чисто водородной плазме разряда с полым катодом (РПК) (длина 100 мм, диаметры 20 и 30 мм) и капиллярно-дугового разряда (КДР) (спектральная лампа ДВС-25). Засе-

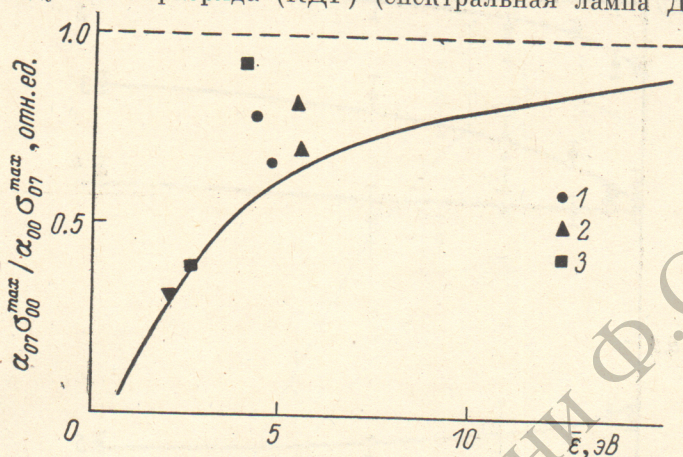


Рис. 1. Отношение отклонений констант скорости от величин сечений в максимуме для переходов $v=7 \leftarrow \tilde{v}=0$ и $v=0 \leftarrow \tilde{v}=0$ в зависимости от средней энергии электронов $\bar{\epsilon}$. Сплошная линия — для максвелловской $F(\epsilon)$; 1 — для $F(\epsilon)$, измеренных в стратифицированных разрядах [4], 2 — для $F(\epsilon)$, измеренных в разряде моноплазменной геометрии [5], 3 — для $F(\epsilon)$, измеренной нами в разряде с полым катодом.

ленности $d^3\Pi_u^-, v-, N$ -уровней и температура T определялись спектроскопически по полосам α -системы Фулхера. Параметры плазмы приведены в табл. 1.

Зондовые измерения показали, что в РПК функция распределения $F(\epsilon)$ имеет плато в области порога возбуждения. Как форма $F(\epsilon)$, так и распределение по колебательным уровням $d^3\Pi_u^-$ -состояния в пределах ошибок измерения 3 %) не изменяются при изменении разрядного тока в 17 раз. Наиболее есте-

Таблица 1
Диапазон разрядных условий

Параметр	РПК	КДР
p , Тор	1	5
j , А/см ²	$0.003 \div 0.05$	$0.16 \div 13$
n_e , см ⁻³	$6 \cdot 10^9 \div 2 \cdot 10^{11}$	$10^{11} \div 10^{13}$
T , К	$385 \div 960$	$400 \div 1660$
R , см	1	0.1

ственно объяснить это тем, что в наших условиях в возбуждении $d^3\Pi_u^-, v=0-6$ состояний доминируют переходы из $X^1\Sigma_g^+, \tilde{v}=0$ состояния. В этом смысле можно говорить о том, что в основном электронном состоянии заселен преимущественно один, самый нижний колебательный уровень. Этот вывод согласуется с результатами недавних измерений методом когерентного антистоксова комбинационного рассеяния [7].

В КДР распределение n_{dvN} при минимальной плотности тока j близко к измеренному в РПК (заселен только основной уровень). При увеличении j , как видно из рис. 2, относительные заселенности уровней с $v=0-1$ растут, с $v=3$ практически не изменяются, а с $v=4-6$ монотонно спадают. Такая слабая деформация колебательного распределения в $d^3\Pi_u^-$ -состоянии может

быть следствием по крайней мере двух причин: различия вида $F(\epsilon)$ для разных токов и изменения колебательного распределения в основном электронном состоянии. Оценка сверху, проведенная в предположении, что изменение распределения n_{dvN} связано только с изменением распределения $n_{X\hat{v}N}$, дала для заселенности $v=1$ колебательного уровня $X^1\Sigma_g^+$ -состояния $(9 \pm 4)\%$ от полной концентрации молекул при максимальной плотности тока $j=13 \text{ A/cm}^2$.

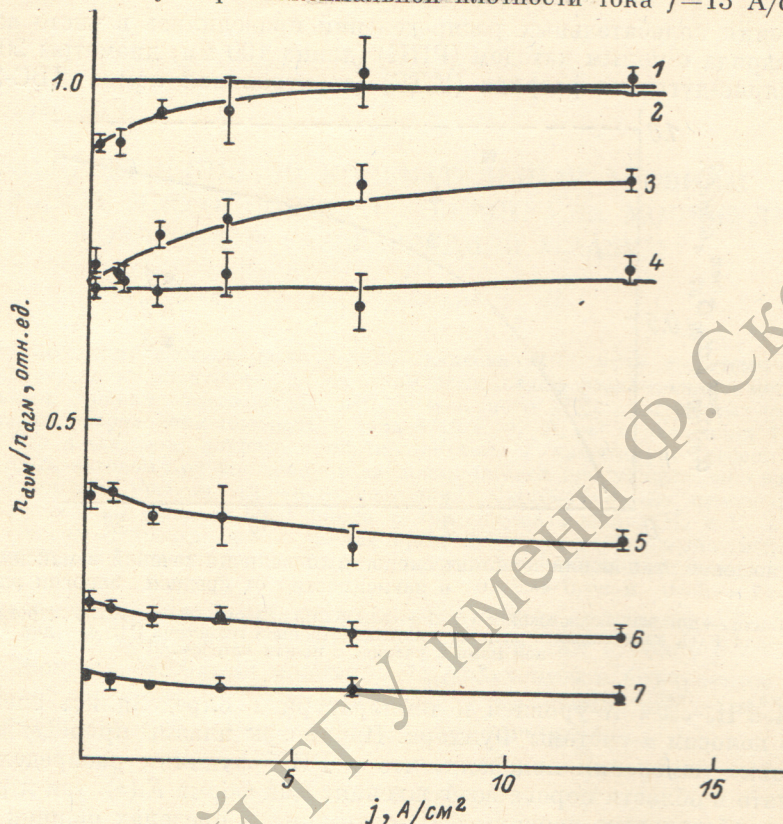


Рис. 2. Зависимость относительных заселенностей n_{dvN}/n_{d2N} в $d^3\Pi_u^-$ состоянии от плотности разрядного тока в капиллярно-дуговом разряде.
 v : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 0, 4 — 3, 5 — 4, 6 — 5, 7 — 6.

Таким образом, в водородной плазме газовых разрядов пониженного давления в широком диапазоне j (изменение в 4000 раз) подавляющее большинство молекул находится в основном колебательном состоянии. Это обстоятельство, обусловленное исключительно эффективной колебательной релаксацией молекул H_2 , следует принимать во внимание при анализе физических процессов в такой плазме. Далее мы рассмотрим 3 простых следствия из этого основного результата настоящей работы.

Сечения электронного возбуждения $d^3\Pi_u^-$, v -состояний H_2

При сделанных предположениях и при условии заселения только основного электронно-колебательного состояния заселенности n_{dvN} пропорциональны константам скорости возбуждения. Используя результаты измерений интенсивностей $F(\epsilon)$ и оптические функции возбуждения их [3], были определены относительные значения сечений в максимуме $\sigma_{v0}^{\max}$. В табл. 2 приведены результаты, полученные в экспериментах с электронными пучками [3, 8, 9] и в настоящей работе. Видно, что полученные нами значения удовлетворительно согласуются с определенными ранее для $v=0-4$. Таким образом, в наших условиях, действительно, доминирует прямое электронное возбуждение $d^3\Pi_u^-$ -состояния.

Неизменность формы H_2 континуума

Для изучения зависимости яркости диссоционного континуума от параметров КДР в области 190—500 нм проведены измерения яркости в спектральных водородных ДВС-25 и дейтериевых ДДС-30, ЛД2-Д лампах [10]. Чистота газового наполнения проверялась спектроскопически. Установлено, что в пределах экспериментальных ошибок (3÷4 %) форма диссоционного континуума,

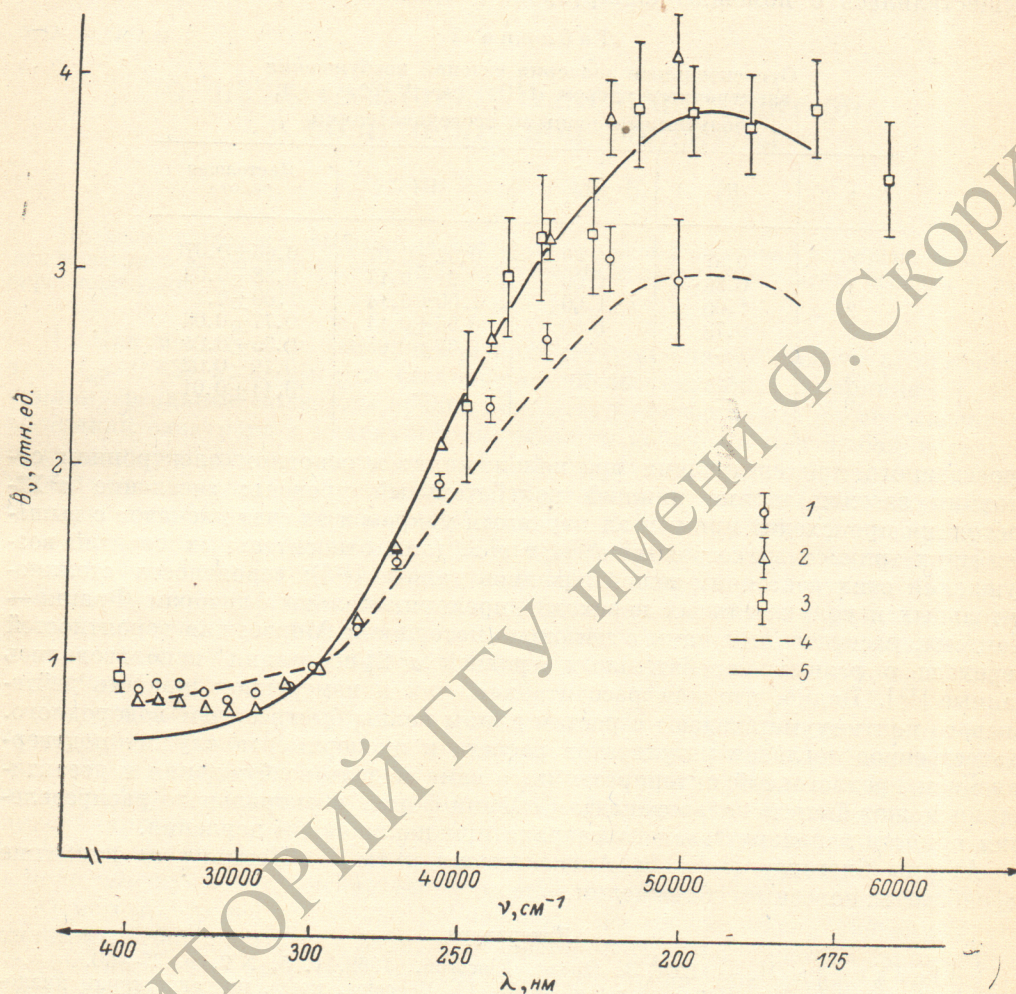


Рис. 3. Относительные спектральные распределения яркости диссоционных континуумов в H_2 и D_2 .

Эксперимент: наст. работа 1 — H_2 , 2 — D_2 , данные [10], 3 — D_2 ; расчет: 4 — H_2 , 5 — D_2 .

различная для водорода и дейтерия, не зависит от разрядного тока, геометрии капилляра и тока промежуточного электрода, что согласуется с данными предыдущих исследователей [11].

Изучение распределения заселенности по колебательным уровням основного состояния, проведенное в настоящей работе, позволяет объяснить это явление, широко используемое для создания вторичных эталонов ультрафиолетового излучения. Форма диссоционного континуума, зависящая от распределения заселенности по колебательным уровням излучающего $a^3\Sigma_g^+$ -состояния, в случае, когда в плазме доминирует прямое возбуждение из $X^1\Sigma_g^+$, $\bar{v}=0$ состояния, практически целиком определяется значениями сечений возбуждения электронным ударом и вероятностей спонтанного излучения.

Различие яркостей H_2 и D_2 континуумов

При преимущественном заселении основного $X^1\Sigma_g^+$, $\bar{v}=0$ электронно-колебательного состояния отличие формы H_2 и D_2 диссоционных континуумов должно объясняться различием вероятностей столкновительных и излучательных переходов в двухатомных молекулах. На рис. 3 приведены результаты наших измерений формы спектральных распределений яркости диссоционных континуумов H_2 и D_2 при давлении 5 Тор и диаметре капилляра 2 мм (калибровка осуществлялась с помощью синхротрона ^[10]), а также результаты расчета,

Таблица 2

Относительные значения сечений возбуждения электронным ударом $d^3\Pi_u^-$, $v \leftarrow X^1\Sigma_g^+$, $\bar{v}=0$, полученные разными исследователями

v	[³]	[⁸]	[⁹]	Настоящая работа
0	0.57	0.68	0.52 ± 0.07	0.66 ± 0.07
1	0.86	1.09	0.91 ± 0.13	0.88 ± 0.09
2	1.00	1.00	1.00 ± 0.14	1.00 ± 0.1
3	0.78	0.86	0.96 ± 0.14	0.77 ± 0.08
4	—	—	0.37 ± 0.05	0.35 ± 0.04
5	—	—	—	0.19 ± 0.02
6	—	—	—	0.11 ± 0.01

проведенного при следующих предположениях: в основном электронном состоянии заселен только нижний колебательный уровень; заселение $a^3\Sigma_g^+$ -состояния происходит прямым электронным ударом и за счет каскадов с выше лежащих триплетных состояний $d^3\Pi_u^-$ и $e^3\Sigma_u^+$ (для относительных сечений возбуждения этих состояний использовались данные ^[12]); вероятности столкновительных и излучательных переходов пропорциональны факторам Франка—Кондона, рассчитанным нами с помощью потенциала Морзе; для вероятностей перехода с разных колебательных уровней $a^3\Sigma_g^+$ -состояния использовались данные ^[13]. Видно, что как рассчитанная, так и измеренная яркость дейтериевого континуума спадают с ростом длины волны быстрее, чем водородного. Качественное согласие результатов расчета и эксперимента служит подтверждением предлагаемой интерпретации, а сама модель возбуждения и дезактивации может быть использована для оценки формы спектрального распределения яркости в плазме газового разряда при пониженном давлении.

Авторы благодарны Е. Б. Александрову и Н. П. Пенкину за внимание к работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Bleekrode R. — IEEE J. Quant. Electron., 1969, v. 5, N 2, p. 27—60.
- [2] Лавров Б. П., Просихин В. П. IX Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы: Тез. докл. Фрунзе, 1983, с. 222—223.
- [3] Möhlmann G. R., de Heer F. J. — Chem. Phys. Lett., 1976, v. 43, N 2, p. 240—244.
- [4] Каган Ю. М., Митрофанов Н. К. — ЖТФ, 1971, т. 41, в. 10, с. 2065—2070.
- [5] Лавров Б. П. Автореф. канд. дис. Л., 1975.
- [6] Kosoguchkina A. D. — Proc. XV ICPIG, Contr. papers. Minsk, 1981, p. 727—728.
- [7] Péalat M., Teran J. P., Taillet J., Bacal M., Brunetesu A. M. — 5 ISPC, Proc. Edinburgh, 1981, v. 2, p. 176—481.
- [8] Baltayan P., Nedeles O. — JQSRT, 1976, v. 16, N 1, p. 207—211.
- [9] Lavrov B. P., Ostrovsky V. N., Ustimov V. I. — J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1981, v. 14, N 23, p. 4701—4718.
- [10] Гребеньков В. С., Лавров Б. П., Тютчев М. В. — ОМП, 1982, № 2, с. 47—50.
- [11] Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., 1967. 471 с.
- [12] Chung S., Lin C. C., Lee E. T. R. — Phys. Rev. A, 1975, v. 12, N 4, p. 1340—1349.
- [13] James H. M., Coolidge A. S. — Phys. Rev., 1939, v. 55, N 1, p. 184—190.

Поступило в Редакцию 6 октября 1983 г.