

**ЛОКАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЛЕКУЛ  $H_2$  ( $X^1\Sigma$ )  
ПО ВРАЩАТЕЛЬНЫМ УРОВНЯМ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ**

*В. Н. Очкин, С. Ю. Савинов, Н. Н. Соболев, С. Н. Цхай*

Методом КАРС исследованы распределения молекул  $H_2$  ( $X^1\Sigma$ ) по вращательным уровням в условиях охлаждаемого жидким азотом разряда в водороде и газовой смеси  $H_2$ —He. Отклонения распределений от Больцмановских могут быть описаны в рамках баланса скоростей возбуждения вращательных состояний электронным ударом и тушения при межмолекулярных столкновениях. Вариации распределений вдоль страт незначительны из-за диффузионного перемешивания. Показано, что неравновесный характер вращательных распределений электронно-возбужденных молекул связан не с нарушением равновесия в основном электронном состоянии, а с особенностями механизма возбуждения.

**Введение**

В условиях газоразрядной молекулярной плазмы доля излучающих электронно-возбужденных частиц по отношению к общему числу молекул, как правило, невелика и не превышает  $10^{-5}$ — $10^{-7}$ . Поэтому для большинства практически важных плазменных объектов в первую очередь представляет интерес исследование процессов с участием молекул в основных электронных состояниях. Поступательные, вращательные и колебательные движения молекул не находятся, вообще говоря, в равновесии и характеризуются индивидуальными энергетическими распределениями. Эти распределения существенным образом влияют на вид распределений интенсивностей в структуре электронных спектров. Такая связь распределений лежит в основе изучения поведения молекул в основных состояниях по электронным спектрам. Следует, однако, отметить, что этот очень широко распространенный способ диагностики является косвенным, требующим в каждом конкретном случае детального анализа механизмов возбуждения и распада электронно-колебательно-вращательных уровней [1]. Чрезвычайно затрудняет такой анализ наличие неоднородностей, существующих в реальных объектах по направлению наблюдений. Различное влияние плазменных параметров на движение молекул в основных электронных состояниях и на возбуждение электронных состояний определяет различие пространственных локализаций соответствующих механизмов. До настоящего времени этот вопрос практически не исследован.

Новые возможности локальной диагностики открывают разрабатываемые в последние годы методы нелинейной лазерной спектроскопии, позволяющие исследовать колебательно-вращательные распределения непосредственно в основных электронных состояниях с пространственным разрешением [2].

В настоящей работе проводятся локальные исследования распределений молекул  $H_2$  ( $X^1\Sigma$ ) по вращательным уровням в разряде при наличии неподвижных страт. Интерес к данному объекту связан с тем обстоятельством, что при регистрации электронных спектров, возбуждаемых электронным ударом, наблюдаются отклонения распределения молекул по вращательным уровням электронно-возбужденных молекул от Больцмановского [3, 4]. В [3, 4] это отклонение связывалось с механизмом передачи электроном молекуле значительных моментов импульса при возбуждении ее электронной оболочки. При этом считалось,

что в основном состоянии  $H_2(X^1\Sigma)$  отклонения от равновесия малы. В [5], напротив, интерпретация вращательной неравновесности электронно-возбужденных молекул  $H_2(d^3\Pi)$  основывалась на представлении о существенном нарушении бальцовановского распределения уже в  $H_2(X^1\Sigma)$ , поскольку в силу большой вращательной постоянной  $B_v$  вращательная релаксация легких молекул в низкотемпературной плазме затруднена. Нарушения равновесия в  $H_2(X^1\Sigma)$  в соответствии с [5] должны быть особенно значительны в областях максимумов интенсивности электронных спектров по длине разрядных страт, соответствующих максимумам электронной плотности. Выяснение истинных причин вращательной неравновесности электронно-возбужденных молекул, возбуждаемых электронным ударом, является вопросом принципиальным и практически важным, поскольку именно эти причины накладывают физические ограничения на возможность определения температуры нейтрального газа  $T_r$  плазмы по эмиссионным электронным спектрам.

### 1. Экспериментальная методика

Исследования вращательных распределений  $H_2(X^1\Sigma)$  на колебательном уровне  $v=0$  проводились методом когерентного антистоксова комбинационного рассеяния (КАРС). Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Объектом исследований служил разряд постоянного тока в  $H_2$  и  $H_2-Ne$  при давлениях  $p=0.5\div 5$  Тор в кварцевой разрядной трубке 1 диаметром 14 мм. Токи разряда  $i=30\div 50$  мА. Стенки трубки охлаждались жидким азотом. Измерения проводились при слабом протоке газа. Излучение импульсного (длитель-

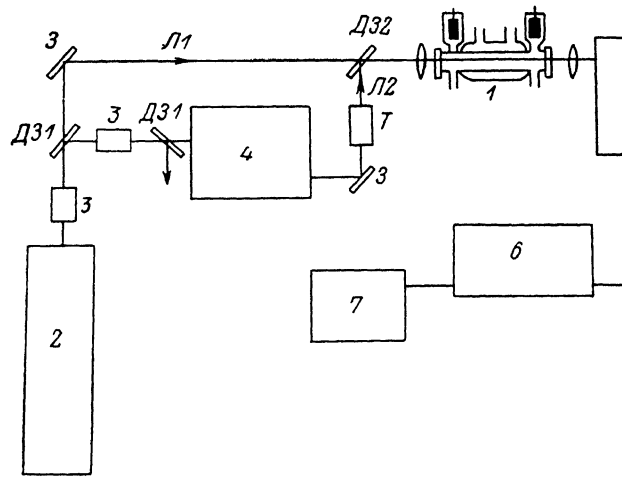


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

ность импульсов 10 нс, частота повторения 20 Гц) Nd : Yag лазера 2 преобразовывалось кристаллом ДКДР 3 во вторую гармонику  $\lambda=0.53$  мкм с эффективностью  $\sim 30\%$  и пропускалось наклонным дихроическим зеркалом ДЗ1 (луч Л1), создавая опорную волну. Оставшееся непреобразованное излучение с  $\lambda=1.06$  мкм отражалось зеркалом ДЗ1, повторно преобразовывалось во вторую гармонику другим кристаллом ДКДР 3 и использовалось для накачки лазера 4 на красителе «Пиридин-1» с областью перестройки  $\lambda=0.65\div 0.72$  мкм. Луч Л1 и луч лазера на красителе Л2 совмещались дихроичным зеркалом ДЗ2 и фокусировались в разряд линзой с фокусным расстоянием 20 см. Для согласования поперечных размеров лучей Л1 и Л2 использовался телескоп Т. Характерные значения энергий импульсов составляли 35 и 3 мДж в лучах Л1 и Л2 соответственно. Расходимость лучей близка к дифракционной. Спектральная ширина линий генерации лазеров  $\sim 0.2$  см<sup>-1</sup>. Регистрация осуществлялась в режиме накопления импульсов с помощью ФЭУ 5 и стробоскопического интегратора 6. Спектр записывался на самописце 7. Выделение сигнала КАРС из фоно-

того излучения лазеров осуществлялось при помощи 4-призменного монохроматора  $\delta$ , описанного в [6].

Распределение молекул  $H_2$  ( $X^1\Sigma$ ) по вращательным уровням исследовалось по  $Q$ -ветви ( $\Delta K=0$ ) комбинационно-активного перехода  $v=0, v=1$  в области спектра  $\lambda=435 \div 438$  нм. Заселенность  $K$ -го вращательного уровня  $N_K \sim \sqrt{I}$ , где  $I$  — интенсивность вращательной компоненты КАРС спектра [7]. Искажения, вносимые нерезонансной составляющей восприимчивости  $\chi_{np}$ , не проявлялись, так как ее вклад по сравнению с резонансной составляющей  $\chi_p$  для  $H_2$  и He незначителен и составляет  $\chi_{np}/\chi_p \sim 10^{-4}$  [8].

Пространственное сканирование достигалось перемещением разрядной трубки. Размер области генерации КАРС сигнала поперек направления распространения лучей оценивается в пределах  $\leq 0.1$  мм. Локальность измерений вдоль направления лучей оценивалась экспериментально по зависимости интенсивности нерезонансного сигнала КАРС в тонкой пленке или пластинке от их положения в области фокусировки (разрядная трубка при этом устранялась). При коллинеарном сведении пучков локальность составляет  $\sim 2$  мм. Для уменьшения этой области использовалось также сведение лучей  $L1$  и  $L2$  под малым ( $\sim 3^\circ$ ) углом, что обеспечивало локальность вдоль лучей  $< 1$  мм. Уменьшение интенсивности КАРС сигнала в такой схеме по сравнению с коллинеарной составляло  $\sim 10$  раз.

Эффекты насыщения при используемых мощностях излучения не проявлялись, что легко контролировалось путем записи спектра  $H_2$  при рабочих давлениях и с известным распределением молекул по вращательным уровням в отсутствие разряда при температурах 300 и 77 К.

Чувствительность измерений составляла  $\sim 10^{13}$  молекул в  $1 \text{ см}^3$  на одном вращательном уровне.

## 2. Результаты и их обсуждение

а) Измерения в фиксированной области страты. На рис. 2 приведены распределения плотностей молекул  $H_2$  ( $X^1\Sigma, v=0$ ) по вращательным уровням  $K$  в разряде в водороде при давлениях 0.5 и 4 Тор в виде зависимостей  $\ln \{N_K/g_K g_T\}$  от  $K$  ( $K+1$ ). Ток разряда  $i=40$  мА. Лазерные пучки сфокусированы на оси разряда в области, соответствующей максимуму видимой интенсивности неподвижной страты. При давлении  $p=0.5$  Тор наблюдается небольшое отклонение распределения от болцмановского. Эффективная враща-

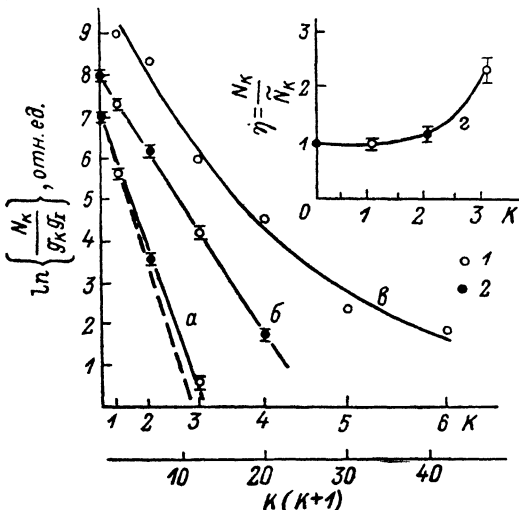


Рис. 2. Распределения молекул по вращательным уровням.

Разряд в  $H_2$ . 1 — орто- $H_2$ , 2 — пара- $H_2$ . а, б, в —  $p=0.5$ , б — 4 Тор. Штриховая линия соответствует равновесному распределению при температуре  $T_r=140$  К. а, б, в —  $H_2$  ( $X^1\Sigma, v=0$ ); в —  $H_2$  ( $d^3\Pi, v=0$ ); в — расчет (см. раздел 2б).  $\eta$  — отношение заселенностей уровней  $K$  в  $H_2$  ( $X^1\Sigma, v=0$ ) при  $p=0.5$  Тор к равновесным заселенностям.

тельная температура для пары уровней  $K=0.2$  (пара- $H_2$ , ядерный спин 0) составляет  $155 \pm 10$  К для  $K=1.3$  (орто- $H_2$ , ядерный спин 1)  $170 \pm 10$  К. Измерения температуры газа на оси разрядной трубки в аналогичных экспериментальных условиях, выполненные в [4] с помощью термопары, по доплеровскому уширению линий и по спектру малой добавки азота дают значение  $T_r=145 \pm \pm 20$  К.

Интересно отметить, что измеренное нами отношение плотностей орто- и пара- $H_2$  оказывается равным  $\mu=2.3 \pm 0.03$ , что соответствует (с учетом влияния

ядерного статвса) температуре 140 К, т. е. газовой температуре. Хорошо известно, что перемешивание модификаций молекул с различным полным ядерным спином в нормальных условиях — очень медленный процесс [9]. В наших условиях газ поступает в разряд из баллона при температуре 300 К, которой соответствует  $\mu=3.0$ . Время прохождения газа от входа в разряд до точки измерений составляет  $\sim 0.1$  с, и перемешивание успевае происходить. Вероятно, поскольку молекулы в разряде диссоциируют и одновременно протекает обратная реакция рекомбинации, это приводит к эффективной перестройке суммарных ядерных спиновых моментов в соответствии с реальной кинетической температурой. По интенсивностям КАРС спектров можно определить, что степень диссоциации  $H_2$  в разряде составляет в наших условиях 10—15 %. На основании этих наблюдений можно прийти к выводу, что определение отношения  $\mu$  дает возможность измерения температуры нейтрального газа плазмы при низких температурах (при  $T_r \geq 300$  К  $\mu \approx 3$  и слабо зависит от  $T_r$ ).

В полулогарифмическом масштабе (рис. 2) небольшое отклонение вращательных распределений от равновесного больцмановского выражено слабо. Для большей наглядности в верхней части рис. 2 точкой показаны экспериментальные данные для отношения  $\eta$  заселенности  $N_K$  к равновесной заселенности  $\bar{N}_K$  при  $T_r = 140$  К. Обсуждаемые отклонения от равновесия сравнительно невелики, однако находятся вне пределов погрешностей измерений. Малая погрешность метода КАРС связана в том числе с тем, что интенсивность линии в спектре квадратично зависит от заселенности. При этом, однако, необходимо учесть и то, что интенсивность линии определяет не непосредственно  $N_K^2$ , а разность  $(N_K(v=0) - N_K(v=1))^2$ . Поэтому нами были определены и учтены заселен-

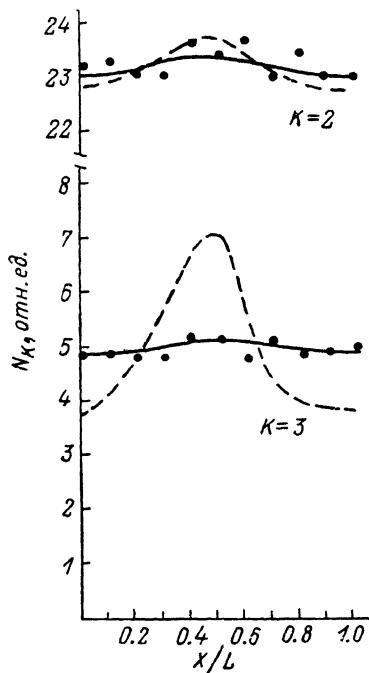


Рис. 3. Изменения заселенностей уровней  $K=2$  и  $K=3$  в  $H_2$  ( $X^1\Sigma, v=0$ ) вдоль страты.  $p=0.5$  Тор.

ности вращательных уровней  $K, v=1$ . При давлении  $p=0.5$  Тор заселенность уровней с  $v=1$  составляла 1.8 %, а при  $p=4$  Тор — 10 % от заселенности состояния с  $v=0$ .

С увеличением давления и при неизменном токе разряда температура газа возрастает и вращательная неравновесность практически не проявляется. Так, при  $p=4$  Тор (рис. 2) вращательная температура в целом по распределению составляет  $290 \pm 10$  К. В соответствии с этой температурой находится и величина  $\mu=3.0$ .

б) Из м е р е н и я в д о л ь с т р а т ы. При давлении водорода  $p=0.5$  Тор длина страты  $L=1$  см. На рис. 3 точками приведены результаты измерений заселенностей уровней с  $K=2$  и  $K=3$  по длине страты. По оси абсцисс отложена координата  $x$ , совпадающая с осью трубки в единицах длины страт. Видно, что заселенности уровней практически не меняются вдоль страты. Такой результат на первый взгляд представляется довольно неожиданным. Действительно, известно, что параметры плазмы вдоль страты претерпевают существенное изменение. Влияние этих параметров на вид вращательного распределения проанализируем с помощью рекуррентного соотношения, полученного в [10]

$$N_{K+2} = N_K \frac{2K+5}{2K+1} \left[ \exp \left\{ -\frac{4K+6}{T'_r} \right\} + \xi(K) \exp \left\{ -\frac{4K+6}{T'_e} \right\} \right] [1 + \xi(K)]^{-1}. \quad (1)$$

$$\xi(K) = \rho \exp(4\gamma K), \quad \rho = [n_e \alpha_e(2 \rightarrow 0)] [N \alpha_r(2, 0 \rightarrow 0, 0)]^{-1},$$

$T_e = T_e B_e^{-1}$ ,  $T_r = T_r B_r^{-1}$  — безразмерные электронная и газовая температуры,  $\alpha_e(2 \rightarrow 0)$  и  $\alpha_r(2, 0 \rightarrow 0, 0)$  — константы скоростей вращательных переходов под действием электронного удара и межмолекулярных соударений. Величина  $\rho$  описывается выражением

$$\rho = \frac{2n_e}{N} \frac{T_e^{3/2}}{T_r^{1/2}} \sqrt{\frac{M}{m}} [3 + 17.2 \cdot 10^{-3} T_r]^{-1} \cdot 10^{-3}, \quad (2)$$

а параметр неадиабатичности  $\gamma = \text{const} (T_r')^{-1/2}$ .

Данные об электронной компоненте (плотности электронов в абсолютных единицах и их распределения по энергиям) могут быть получены из работы [11], где описаны результаты зондовых измерений с пространственным разрешением вдоль страт в близких условиях. Наибольшие различия в условиях проведения экспериментов данной работы и [11] состоят в том, что в [11] диаметр разрядной трубки  $d=25$  мм и стенки трубки поддерживались при комнатной температуре. По этой причине для выбора параметров, соответствующих наиболее близким физическим условиям, в настоящей работе и в [11] мы использовали представления о подобии разрядов [12]. Условия подобия выполняются и в стратифицированном разряде, причем для длины страты масштабным инвариантом оказывается  $LN/d$  [13]. Необходимые данные для определения  $\alpha_e$  и  $\alpha_r$  брались из работ [14, 15] соответственно.

По этим данным с помощью (1) были рассчитаны распределения молекул  $H_2(X^1\Sigma, v=0)$  по вращательным уровням в различных точках страты по оси разряда. На рис. 3 штриховыми линиями показаны соответствующие зависимости заселенностей уровней с  $K=2$  и  $K=3$ . Налицо сильное количественное и качественное расхождение расчета и эксперимента. Анализ причин расхождения расчета и эксперимента приводит к выводу о необходимости учета диффузионных потоков по оси разряда. Последовательный учет диффузии должен быть выполнен, вообще говоря, уже на стадии написания уровней баланса для плотностей вращательных состояний. При этом простое соотношение (1) уже не будет справедливым. Можно, однако, ограничиться и другим способом, рассматривая распределение, получаемое из соотношения (1), как исходное, не возмущенное диффузией. При этом изменение градиента плотности частиц, разделенных расстоянием  $\Delta x$ , за время  $\Delta t$  от  $\Delta N_K^0$  до  $\Delta N_K$

$$\Delta N_K = \Delta N_K^0 \exp\{-D\Delta t/\Delta x^2\}, \quad (3)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии, равный для  $H_2$  в условиях проведения эксперимента  $6 \cdot 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . Взяв за исходное распределение  $N_K^0$ , получаемое по соотношению (1), можно последовательно рассчитать «расплывание» распределения. Характерное время расплывания ограничивается временем релаксации  $\tau_{\text{рел}}$  уровня  $K$ . Так, для уровня  $K=2$   $\tau_{\text{рел}} \approx 1.5 \cdot 10^{-5}$  с, а для  $K=3$   $\tau_{\text{рел}} \approx 5.5 \times 10^{-5}$  с [15]. На рис. 3 сплошными кривыми показаны аксиальные распределения  $N_K$  для  $K=2, 3$  вдоль страты, получаемые с помощью (1) и при последующем учете диффузии. Видно, что учет диффузии сглаживает профиль аксиальной неоднородности и приводит расчет к согласию с экспериментом. Отметим практически полное совпадение рассчитанных и экспериментальных данных не только по аксиальному профилю плотностей уровней, но и по относительным заселенностям  $N_K$ . Так, в верхней части рис. 2 наряду с экспериментальными данными сплошной линией показана рассчитанная зависимость для относительных заселенностей для центральной части страты с учетом диффузии. До некоторой степени столь хорошее согласие связано с наличием в (1), (2) параметра  $\gamma$ , в котором величина  $\text{const}$  подбирается именно из наилучшего согласия с экспериментом. В данном случае  $\text{const}=0.35$ , что, кстати, совпадает с рекомендованным из несколько иных соображений в [10] значением.

Очевидно, что влияние диффузии тем существеннее, чем больше эффективное время жизни состояния, в котором находятся молекулы. Так, для короткожи-

вущих электронно-возбужденных состояний диффузия не существенна. Для молекул в основных электронных состояниях диффузия играет заметную роль, причем ее воздействие будет усиливаться с ростом вращательного квантового числа  $K$ . Это связано с ростом  $\tau_{\text{пр}1}$ , которое и будет играть здесь роль эффективного времени жизни состояния для высоких вращательных уровней.

в) Радиальные распределения заселенностей. На рис. 4 показано поведение заселенностей уровней с  $K=2, 3$  вдоль радиуса трубки. Разряд в  $\text{H}_2$  при  $p=0.5$  Тор,  $i=40$  мА. Локализация вдоль оси разряда соответствует максимуму видимого света в страте в середине трубки. Зависимости нормированы на 1 в центре трубки. Сплошная линия — функция Бесселя  $J_0(2.4 \cdot 2r/d)$ , описывающая поведение электронной плотности в диффузионном режиме разряда. Если принять, что в первом приближении распределение электронов по энергиям по радиусу не меняется [16], то распределение электронной плотности соответствует распределению скоростей возбуждения уровней.

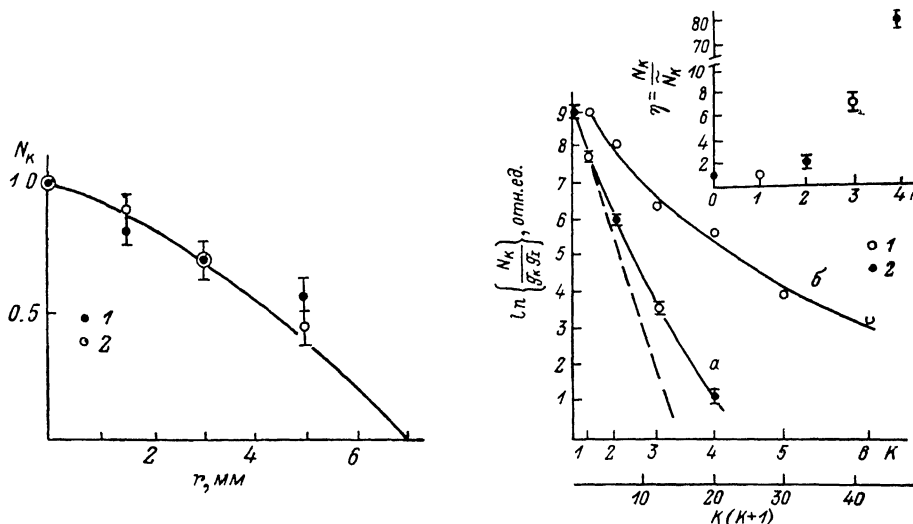


Рис. 4. Изменение заселенностей уровней  $K=2$  (1) и  $K=3$  (2)  $\text{H}_2$  ( $X^1\Sigma, v=0$ ) по радиусу трубки.

Рис. 5. Распределения молекул по вращательным уровням.

Разряд в  $\text{H}_2\text{—He}$ ,  $p=0.5$  Тор. Штриховая линия и точки 1, 2 — то же, что и на рис. 2. а —  $\text{H}_2$  ( $X^1\Sigma, v=0$ ), б —  $\text{H}_2$  ( $d^2\Pi, v=0$ ).

ней. В целом ход всех зависимостей коррелирован, хотя зависимости для заселенностей несколько более пологие, что, вероятно, связано выравниванием за счет диффузии.

Сопоставление аксиальных и радиальных зависимостей профилей заселенностей вращательных состояний показывает их качественное различие, несмотря на то что пространственные масштабы неоднородностей электрических характеристик сопоставимы. Наличие радиальной зависимости мы связываем с механизмом разрушения вращательных состояний на стенках. В принципе из таких измерений может быть получена информация о коэффициентах аккомодации вращательной энергии стенками, что, однако, выходило за рамки данных исследований.

г) Измерения в разряде в смеси  $\text{H}_2\text{—He}$ . На рис. 5 в полулогарифмическом масштабе показано распределение молекул  $\text{H}_2$  ( $X^1\Sigma, v=0$ ) по вращательным уровням в разряде в смеси  $\text{H}_2\text{—He}$  (1 : 3). Давление  $p=0.5$  Тор, ток разряда  $i=30$  мА. Температура нейтрального газа в этом случае, полученная из независимых измерений несколькими способами, равна  $140 \pm 10$  К. Такое же значение температуры дает и отношение плотностей орто- и пара- $\text{H}_2$  ( $X^1\Sigma, v=0$ ). Отступления от больцмановского распределения в этом случае более заметны, чем в разряде в чистом  $\text{H}_2$ . Для пары уровней с  $K=0$  и  $K=2$  эффективная температура составляет  $175 \pm 10$  К, а для пары с  $K=1$  и  $K=3$  —  $205 \pm 10$  К.

Поскольку в разряде в  $H_2$  и  $H_2-He$  — Не газозаряды оказываются равными и вероятности дезактивации вращательных уровней при столкновениях  $H_2-H_2$  и  $H_2-He$  также близки [15], большую неравновесность в разряде в  $H_2-He$ , вероятно, следует отнести на счет различий в плотности и энергиях электронов. Более определенно обсуждать эти различия затруднительно ввиду отсутствия экспериментальных данных о параметрах электронной компоненты разряда в  $H_2-He$ .

Проведенные исследования пространственных вариаций вращательных распределений в условиях страт привели к результатам, вполне аналогичным полученным в разряде в  $H_2$ , — неизменность вдоль страты и наличие радиальной зависимости, близкой к зависимости рис. 6.

д) Распределения электронно-возбужденных молекул по вращательным уровням. Наряду с распределениями по вращательным уровням  $H_2(X^1\Sigma)$  на рис. 2 и 5 приведены аналогичные распределения в  $H_2(d^3\Pi)$ , измеренные в тех же условиях по интенсивностям в спектре полос Фулхера. Видно, что характер распределений различен, относительные заселенности уровней с большими  $K$  в  $H_2(d^3\Pi)$  значительно выше таковых в  $H_2(X^1\Sigma)$ . На основании этого сопоставления можно сделать вывод, что наблюдаемое неравновесное вращательное распределение электронно-возбужденных молекул не определяется нарушениями равновесия в основном состоянии [5], а связано с процессом возбуждения электронной оболочки и передачей молекуле от электрона значительных моментов импульса [3, 4].

Сравнение вращательных распределений  $H_2(d^3\Pi)$  между собой в условиях разрядов в  $H_2$  и  $H_2-He$  показывает, что в случае  $H_2-He$  относительные заселенности уровней с большими  $K$  несколько выше. Это различие относительно невелико (в пределах фактора 3 для  $K=5$ ), однако также не может быть связано с изменением распределений в основном состоянии. По нашему мнению, это различие может быть связано с изменением вида распределения электронов по энергиям, поскольку, как показано в [17], эффективность передачи электроном молекуле значительных моментов импульса падает с увеличением энергии электронов.

### Заключение

В работе проведены прямые исследования неравновесных распределений молекул водорода в основных электронных состояниях по вращательным уровням в условиях низкотемпературной плазмы. Показано, что вид распределений может быть удовлетворительно описан с помощью рекуррентных соотношений, полученных в работе [5] при реальных параметрах электронной компоненты плазмы и вероятностях электрон-молекулярных и межмолекулярных взаимодействий. Вид распределений вдоль оси разряда при наличии страт остается практически неизменным из-за диффузионного перемешивания. Наличие радиальных профилей связано с тушением вращательных уровней на стенках. Результаты показывают, что неравновесный характер распределения электронно-возбужденных молекул  $H_2(d^3\Pi)$  по вращательным уровням объясняется не отклонениями от равновесия в основном электронном состоянии, а процессами возбуждения вращений молекул электронами при перестройке электронной оболочки.

### Литература

- [1] Очкин В. Н., Савинов С. Ю., Соболев Н. Н. Труды ФИАН, 1985, т. 157, с. 6—85.
- [2] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики и спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981. 543 с.
- [3] Оторбаев Д. К., Очкин В. Н., Савинов С. Ю. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, № 6, с. 424—428.
- [4] Брюховецкий А. П., Котликов Е. Н., Оторбаев Д. К. и др. ЖЭТФ, 1980, т. 79, № 5, с. 1687—1703.
- [5] Лавров Б. П. В кн.: Химия плазмы / Под ред. Б. М. Смирнова. М.: Энергоатомиздат, 1984, в. 11, с. 45—92.
- [6] Krynetsky V. B., Kuievsky L. A., Mishin V. A. et al. Opt. Comm., 1977, v. 21, N 2, p. 225—228.
- [7] Ниблер Д., Найтен Г. В кн.: Спектроскопия комбинационного рассеяния света в жидкостях и газах / Под ред. А. Вебера. М.: Мир, 1982.

- [8] *Lundeen T., Hou S. Y., Nibler J. W.* J. Chem. Phys., 1983, v. 79, p. 6301—6305.
- [9] *Farkas A.* Orthohydrogen, parahydrogen and heavy hydrogen. Cambridge University Press, 1935. 215 p.
- [10] *Лаверов Б. П., Островский В. Н., Устимов В. Н.* ЖТФ, 1980, т. 50, № 10, с. 2072—2088.
- [11] *Каган Ю. М., Митрофанов Н. К.* ЖТФ, 1971, т. 41, № 10, с. 2065—2072.
- [12] *Конюхов В. К.* ЖТФ, 1970, т. 40, № 8, с. 1649—1655.
- [13] *Ланда П. С., Мискинова Н. А., Пономарев Ю. В.* УФН, 1980, т. 132, № 4, с. 601—637.
- [14] *Висктан S. J., Phelps A. V.* JILA Data Center Report N 27, 1985. 14 p.
- [15] *Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М.* Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1975. 333 с.
- [16] *Зайцев В. В., Максимов А. И., Светцов В. И.* ЖТФ, 1973, т. 43, № 9, с. 1925—1930.
- [17] *Иванович-Курелла Е., Марендич Я.* РСФ, 1983, № 8, с. 56—60.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
27 апреля 1987 г.  
В окончательной редакции  
14 августа 1987 г.