

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

E. I. Asinovskii, L. M. Vasilyak, A. V. Kirillin,
V. V. Markovets, Decay rates of the helium 3^1D
level excited by a nanosecond discharge, *TVT*, 1980,
Volume 18, Issue 4, 668–676

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have
read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.89

January 14, 2025, 09:50:55



УДК: 533.92

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТЕЙ РАСПАДА УРОВНЯ 3^1D ГЕЛИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО НАНОСЕКУНДНЫМ РАЗРЯДОМ

*Асиновский Э. И., Василяк Л. М., Кириллин А. В.,
Марковец В. В.*

Для исследования эффективных времен жизни уровней и сечений неупругих соударений возбужденных атомов с атомами в основном состоянии при достаточно высоких давлениях (0,4–4,7 кПа) предложено использовать наносекундный разряд в слабоионизованной плазме. Измеренные эффективные времена жизни уровня гелия 3^1D сопоставлены с литературными данными по сечениям ассоциативной ионизации и переносу возбуждения. Показана необходимость учета связанности уровней 3^1P и 3^1D .

1. Исследование скоростей распада уровней возбужденных атомов приобрело особую актуальность с развитием лазеров. Наиболее важными с этой точки зрения являются сечения передачи возбуждения с одного уровня на другой, а также сечения, определяющие распад уровней при соударениях с не возбужденными атомами. Следует сказать, что при создании мощных газовых лазеров необходимо знать не только абсолютные значения сечений, но и эффективные времена жизни уровней при высоких давлениях.

Влияние давления на процессы с участием атомов в основном состоянии изучают, используя, как правило, один из двух методов создания возмущения заселенности изучаемого уровня — моноэнергетический электронный пучок [1, 2] или оптическую накачку [3–7].

Наиболее полно первый метод представлен и проанализирован Беннетом и др. [1]. Тем не менее, в работе [2], выполненной с применением аналогичной техники возбуждения и обработки экспериментальных данных, приведены сечения ударной релаксации, которые в несколько раз отличаются от данных [1]. По-видимому, это связано с тем, что, несмотря на высокую эффективность такого метода возбуждения, он обладает рядом недостатков: немонотонностью электронного пучка и неоднородностью возбуждения по длине и, следовательно, по объему при высоких давлениях, а также слабой интенсивностью излучения, что вынуждает использовать сложную систему детектирования с наносекундным временным разрешением. В частности, для предлагаемой работы важно отметить, что авторы работ [1, 2], изучая релаксацию уровня, не имели возможности разделить передачу возбуждения с одного уровня на другой и ассоциативную ионизацию, а измеряли полное сечение разрушения уровня. Задача осложняется тем, что расстояние между уровнями гелия 3^1D и 3^1P (~0,015 эВ) меньше энергетической ширины электронного пучка (0,1 эВ). Кроме того, для измерения сечений ассоциативной ионизации необходимо знать концентрацию образующихся молекулярных ионов He_2^+ и концентрацию возбужденных атомов, что является сложной задачей как в стационарном, так и в импульсном режимах.

Во втором методе наблюдают избыточное излучение с исследуемого уровня (или нескольких уровней, если требуется измерение сечений передачи возбуждения). Наиболее детальный анализ указанных процессов для состояний гелия с $n=3$ проведен в работах [3, 5], где экспериментально определены сечения передачи возбуждения при соударениях возбужденных атомов с нейтральными атомами и электронами, а также сечение ассоциативной ионизации — реакции Молнара — Хорнбека. Для создания возмущения использовался метод оптической накачки исследуемого уровня от дополнительного источника излучения. Измерения проводились на глущем разряде в стационарном режиме с модуляцией излучения накачки. Концентрация молекулярных ионов измерялась [3] с помощью

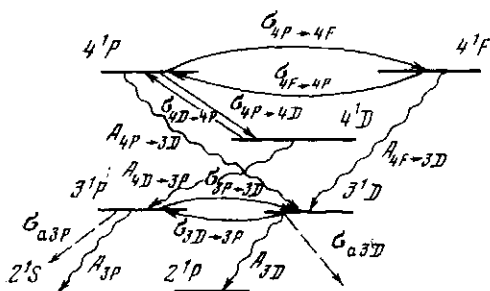


Рис. 1. Схема распада и каскадного заселения уровней 3^1P и 3^1D гелия

квадрупольного масс-спектрометра, а влияние дополнительных механизмов образования и гибели этих ионов оценивалось.

Недостатком этого метода создания возмущения является то, что он непригоден для возбуждения любого наперед заданного уровня (например, если переходы лежат в инфракрасной или ультрафиолетовой областях). Оба метода характеризуются слабой интенсивностью излучения, что усложняет регистрацию и методику обработки результатов, а также трудностью их использования при высоких давлениях из-за неоднородности возбуждения по объему и ухудшения моноэнергетичности электронного пучка.

В данной работе для исследования столкновительных релаксационных процессов предложен иной метод создания начального возмущения — возбуждение газа на начальной стадии наносекундного разряда в предварительно ионизованной плазме. Его достоинствами являются как высокая интенсивность излучения, что позволяет использовать простую систему регистрации, состоящую из фотоумножителя и осциллографа, так и возможность возбуждения газа при высоких давлениях, что позволяет исследовать релаксационные процессы в режимах, максимально приближающихся к рабочим режимам газовых лазеров. Возможность возбуждения газа за несколько наносекунд однородно по всему объему была обнаружена ранее [8] при исследовании поглощения мощности предварительно ионизованным газом при наложении на него высоковольтного импульса наносекундной длительности.

Короткое время возбуждения газа, пространственная однородность и воспроизводимость параметров, обеспечиваемые предварительной ионизацией, указывают на большие возможности предлагаемого метода создания начального возмущения для исследования скоростей релаксационных процессов в возбужденных газах.

2. Постановка задачи. В данной работе ставилась задача измерения указанным методом эффективного времени жизни уровня $He(3^1D)$ с учетом ассоциативной ионизации и передачи возбуждения с других уровней. Эта задача позволяет достаточно полно выявить возможности нового ме-

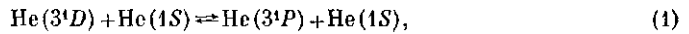
Сечения передачи возбуждения и ассоциативной ионизации
(в единицах 10^{-16} см²) уровней гелия 3^1P и 3^1D

$3^1P \rightarrow 3^1D$	$3^1P \rightarrow 3^1S$	Ассоциативная ионизация 3^1P	Суммарные потери 3^1P
32 ± 1 [5] 25 ± 7 [4] $3,2 \pm 0,3$ [6] 35 [9] 27 ± 3 [10]	$4,5 \pm 0,03$ [5]	$3,1 \pm 1$ [3]	19 ± 5 [1] 36 ± 2 } [3] 40 ± 10 } $30,4 \pm 1,5$ [2]
$3^1D \rightarrow 3^1P$	Ассоциативная ионизация 3^1D	Суммарные потери 3^1D	
$10,6 \pm 0,7$ [5]	20 ± 4 [3]	44 ± 9 [1] 31 ± 5 } [3] 42 ± 10 } 370 [11]	

тогда, так как к настоящему времени в литературе накоплен большой экспериментальный материал, хотя, как можно видеть из табл. 1, наблюдается значительное количественное расхождение в полученных результатах.

Рассмотрим основные процессы заселения и разрушения уровней гелия после окончания возбуждающего импульса, считая, что возбуждение электронами из основного и метастабильных состояний закончилось (см. Приложение).

К основным механизмам распада уровня 3^1D относятся: 1) радиационный распад с вероятностью A_{3D} (переход $3^1D \rightarrow 2^1P$, $\lambda = 667,8$ нм); 2) передача возбуждения на уровень 3^1P при столкновениях с невозбужденными атомами или электронами



3) ассоциативная ионизация



Передача возбуждения с синглетного уровня 3^1D на уровень 3^1P в реакции (1) мала, что следует из закона сохранения спина Вигнера и подтверждено экспериментально [5].

Заселение уровня 3^1D происходит за счет передачи возбуждения с уровня 3^1P (обратная реакция (1)) и при каскадных переходах с вышележащих уровней. Поскольку уровни 3^1P и 3^1D энергетически близки и возбуждаются одновременно, сечения передачи возбуждения составляют $(1-10) \cdot 10^{-16}$ см²*, то при давлениях 0,1 кПа и выше необходимо рассматривать, в первую очередь, связанную систему двух уровней — 3^1D и 3^1P (рис. 1). При этом передачей возбуждения в столкновениях с электронами можно пренебречь, так как сечения передачи возбуждения электронами для реакции (2) такого же порядка, что и в столкновениях с нейтральными атомами [5], а $v_e n_e / vN \ll 1$ из-за малой степени ионизации $n_e / N < 10^{-5}$. Здесь N — концентрация атомов в основном состоянии, v — средняя относительная скорость сталкивающихся частиц, n_e — концентрация электронов. Полагая, что другие виды потерь и дополнительное заселение рассматриваемых уровней отсутствуют, имеем следующую систему:

$$dn_{3D} / dt = -A_{3D}n_{3D} - vN(\sigma_{3D} + \sigma_{3D \rightarrow 3P})n_{3D} + vN\sigma_{3P \rightarrow 3D}n_{3P}, \quad (4)$$

$$dn_{3P} / dt = -A_{3P}n_{3P} - vN(\sigma_{3P} + \sigma_{3P \rightarrow 3D})n_{3P} + vN\sigma_{3D \rightarrow 3P}n_{3D}, \quad (5)$$

где n_j — концентрация возбужденных атомов в состоянии j ; A_j — вероятность радиационного распада уровня j ; σ_{aj} — сечение ассоциативной ионизации (реакция (3)) j -го уровня; $\sigma_{j \rightarrow i}$ — сечение передачи возбуждения с уровня j на уровень i .

* Далее сечения приводятся в единицах 10^{-16} см².

Решение системы есть сумма двух затухающих экспонент

$$n_{3D} = q_1 \exp(-R_1 t) + q_2 \exp(-R_2 t), \quad (6)$$

$$R_{1,2} = 1/2 [(\alpha + \beta) \pm \sqrt{(\alpha - \beta)^2 + 4v^2 N^2 \sigma_{3D \rightarrow 3P} \sigma_{3P \rightarrow 3D}}], \quad (7)$$

$$q_1 = [-vN \sigma_{3P \rightarrow 3D} n_{3P}(0) + n_{3D}(0) (\beta - R_2)] / (R_1 - R_2), \quad (8)$$

$$q_2 = [vN \sigma_{3P \rightarrow 3D} n_{3P}(0) + n_{3D}(0) (R_1 - \beta)] / (R_1 - R_2). \quad (9)$$

Введены следующие обозначения:

$$\alpha = A_{3P} + vN (\sigma_{3P} + \sigma_{3P \rightarrow 3D}), \quad (10)$$

$$\beta = A_{3D} + vN (\sigma_{3D} + \sigma_{3D \rightarrow 3P}). \quad (11)$$

Здесь $n_{3D}(0)$, $n_{3P}(0)$ — начальные концентрации.

Уравнения (6) — (11) в общем виде достаточно сложны для получения сечений из экспериментальных данных, поэтому эксперимент организуется обычно таким образом, чтобы можно было ввести упрощающие предположения.

Авторы [1], используя, что $R_{1,2} \rightarrow \alpha$, β при $N \rightarrow 0$, работали при низких давлениях. В этом случае распад не моноэкспоненциален, и авторы [1] использовали ЭВМ для выделения двух экспонент. Им удалось определить радиационные вероятности распада A_j и суммарное сечение разрушения исследуемых уровней $\sigma_j = \sigma_{aj} + \sum_i \sigma_{j \rightarrow i}$.

В работах [4, 6] пренебрегалось ассоциативной ионизацией и использовалось дополнительное уравнение — принцип детального равновесия (в предположении максвелловского распределения по скоростям при температуре T)

$$a_{1 \rightarrow 2} = a_{2 \rightarrow 1} (g_2 / g_1) \exp(E_1 - E_2) / kT, \quad (12)$$

где $a = v\sigma$; g_i — статвес; E_i — энергия уровня 1 или 2. В [4, 5] измерения проводились в стационарных условиях при непрерывной оптической накачке уровней, т. е. при $dn/dt = 0$, однако авторы [6], считая условия импульсного эксперимента квазистационарными, получили сечения передачи возбуждения на порядок меньше, чем в [4].

В эксперименте желательнее получить моноэкспоненциальный распад, что позволяет упростить анализ (6) — (11).

Представим логарифмическую производную n_{3D} в виде

$$(\ln n_{3D})' = -[R_2 + K(R_1 - R_2)].$$

Очевидно, что при тех значениях N и t распад можно считать моноэкспоненциальным с постоянными распада R_1 или R_2 , когда K принимает значения соответственно ~ 0 или ~ 1 . В эксперименте в зависимости от давления могут реализоваться условия, когда на одной и той же кривой послесвечения K меняется в широких пределах. Зависимость поправочного коэффициента

$$K = [1 + (q_2/q_1) \exp(R_1 - R_2)t]^{-1} \quad (13)$$

от давления и отношения начальных концентраций $n_{3P}(0)/n_{3D}(0)$ при $t = 20$ и 100 нс для сечений, взятых из работ [3, 5], представлена на рис. 2. Видно, что для получения моноэкспоненциального распада необходимо работать либо в области малых давлений и на начальном участке послесвечения, либо при высоких давлениях и в более поздних временах. Экспериментальная трудность работы в области высоких давлений заключается в неоднородности возбуждения газа по объему.

3. Техника эксперимента. Схема эксперимента подробно описана в [12]. Существо ее заключается в следующем. В стеклянной разрядной трубке диаметром 1 или 2 см между двумя плоскими молибденовыми электродами (расстояние 4,5 см) с помощью предварительного пробоя создавалась слабоионизованная плазма гелия ($n_e \sim 10^8 - 10^{10}$ см $^{-3}$, $p = 0,4 - 4,7$ кПа). Через некоторое время на один из электродов подавался прямоугольный импульс напряжения амплитудой 3,2 кВ длительностью ~ 5 нс с фронтами нарастания и спада 1,5—2 нс. Частота повторения циклов составляла 100 Гц. Второй электрод заземлен через согласованное сопротивление. Регистрировались ток и излучение плазмы, которое отбрасывалось из центральной части разряда поперек разрядной трубки через

отверстие диаметром 10 мм. Разрядный промежуток помещался непосредственно перед входной щелью монохроматора SPM-2 (обратная дисперсия 4 нм/мм) на расстоянии 4 см от щели до оси разряда. Излучение регистрировалось сильноточным фотоумножителем ЭЛУ-ФТ. Сигнал с фотоумножителя подавался на стробоскопический осциллограф SAS-5009В с полосой 9 ГГц, а затем с выхода осциллографа на двухкоординатный самописец. Проверка тракта регистрации излучения на широкополосность проводилась по измерению минимальных времен нарастания фототока, которые составляли не более 1,5 нс.

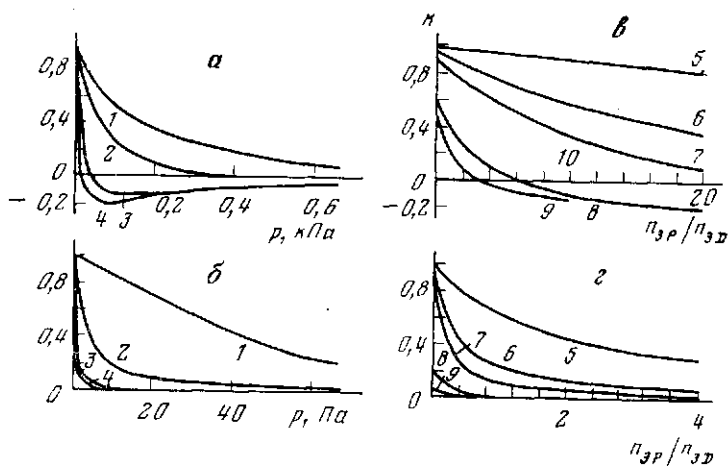


Рис. 2. Зависимость коэффициента K от давления p для $t=20$ нс (а) и 100 (б) при отношениях начальных заселенностей $n_{3P}(0)/n_{3D}(0)$: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 10, 4 — 20 и от $n_{3P}(0)/n_{3D}(0)$ также для $t=20$ нс (а) и 100 (б) при давлениях: 5 — 1,3 Па; 6 — 6,6; 7 — 13,3; 8 — 66,5; 9 — 133

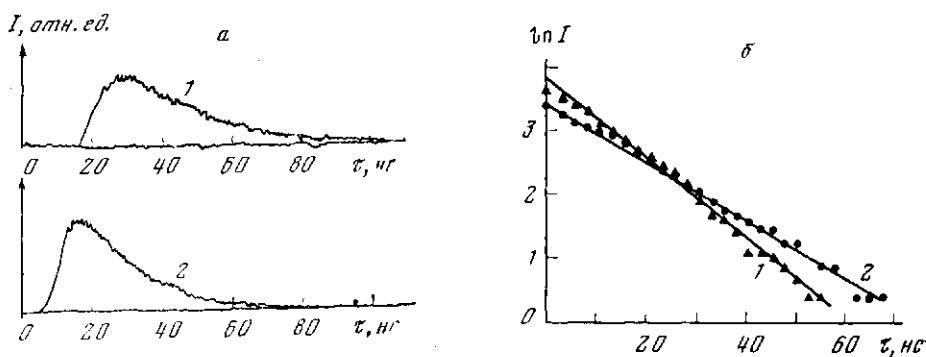


Рис. 3. Осциллограммы послесвечения линии гелия 667,8 нм в линейном (а) и полупологарифмическом (б) масштабах при давлениях: 1 — 1,9 кПа, 2 — 0,94

Распад уровня $He(3^1D)$ изучался по спаду интенсивности линии 667,8 нм ($3^1D \rightarrow 2^1P$). Как обнаружено ранее [8, 12], поглощаемая плазмой мощность, прошедший через промежуток ток и излучение плазмы имеют пик в первые 2–5 нс после приложения к разрядному промежутку наносекундного импульса напряжения положительной полярности. Хорошая воспроизводимость пика свечения и достаточно высокая интенсивность позволили применить стробоскопическую схему регистрации и упростить обработку результатов. Наблюдаемое свечение было однородным, скорость распространения волны возбуждения газа $\sim 2 \cdot 10^9$ см/с.

4. Результаты и их обсуждение. На рис. 3, а приведены типичные осциллограммы послесвечения линии 667,8 нм для двух давлений. За начало

рабочего участка осциллограмм, используемого для обработки, принималось время, соответствующее 15–20 нс после начала импульса, когда по оценкам распад уровня 3^1D для выбранного давления посыл моноэкспоненциальный характер. На рис. 3, б представлены эти участки осциллограмм в полулогарифмическом масштабе. Эффективное время жизни уровня 3^1D $\tau_{эф}$ определялось из наклона этих прямых. Полученная зависимость $\tau_{эф}^{-1}$ от давления приведена на рис. 4. На этом же рисунке приведена величина R_2 , вычисленная по (7) для данных [3, 5]. Кривые 1 и 2 ограничивают область возможных значений при учете погрешностей, приведенных в [3, 5]. В работах [3, 5] измерения проводились при давлениях 0,13–0,47 кПа. При вычислении R_2 принималось, что резонансное излучение полностью заперто ($3^1P \rightarrow 1^1S$), вероятности радиационных переходов взяты из [13]. Передачей возбуждения с уровня 3^1P на 3^1S пренебрегалось.

Из рис. 4 видно, что экспериментальные данные значительно расходятся с кривыми 1 и 2. Лучшее согласие эксперимента с расчетом (кривая 3) достигается, если сечение ассоциативной ионизации уровня 3^1D принять равным $\sigma_{ад} = 2$, что на порядок меньше величины, измеренной в [3] — 20 ± 4 . Других работ по определению $\sigma_{ад}$ нет, но есть работы, в которых определялось сечение ассоциативной ионизации гелия без идентификации возбужденных состояний — σ_a . Так, авторы [14], используя данные [15] получили $\sigma_a = 2$, а в работе [16] по данным [17] получено сечение $\sigma_a \approx 9$, что свидетельствует о малости сечения ассоциативной ионизации уровня 3^1D . Это же подтверждается согласием результатов [4, 5] по измерениям сечений передачи возбуждения между уровнями 3^1D и 3^1P , хотя в [4] полностью пренебрегалось ассоциативной ионизацией.

Проведено также сравнение тангенса угла наклона зависимости $1/\tau_{эф}$ от давления для уровня 3^1D при высоких давлениях с известными литературными данными, в которых иногда этот наклон ошибочно трактуется как сечение тушения давлением. В относительных единицах тангенс угла наклона кривых 1 и 2, рассчитанных по данным [3, 5], для высоких давлений равен 15 и 10, настоящего эксперимента — 3–4. Сопоставление наклонов можно производить и по уровню 3^1P , поскольку связанные уровни 3^1P и 3^1D при высоких давлениях имеют одну и ту же постоянную распада R_2 . Тангенс угла наклона этой зависимости для уровня 3^1P составляет 2 и 2,7 по данным [14, 18], что незначительно отличается от полученного нами.

Наблюдаемое в нашем случае увеличение эффективного времени жизни уровня 3^1D по сравнению с $\tau_{эф}$, вычисленному по данным [3, 5], в используемом диапазоне давлений и времени измерения послесвечения не может быть вызвано, по оценкам, ни каскадными переходами с верхних уровней с учетом передачи возбуждения, ни возбуждением электронным ударом после выключения возмущающего импульса, ни самопоглощением линии He 667,8 (см. Приложение). Таким образом, предложенный метод возбуждения газа при использовании сравнительно простой методики позволил получить данные по кинетике распада возбужденных атомов, по-видимому, удовлетворительно согласующиеся с известными в литературе.

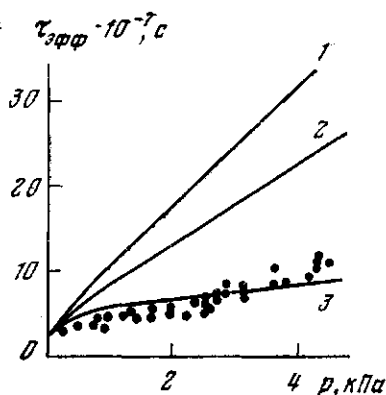


Рис. 4. Зависимость $\tau_{эф}^{-1}$ от давления. Точки — настоящий эксперимент; кривые 1, 2 рассчитаны по данным [3, 5], кривая 3 — по сечениям, принятым в данной работе по оси ординат $\tau_{эф}^{-1} \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$

Исследовавшийся в данной работе распад уровня 3^1D может быть полезен при создании лазера с излучением в далекой инфракрасной области на переходе $3^1P \rightarrow 3^1D$, $\lambda = 95$ мкм [19], что возможно только при импульсном возбуждении газа.

Таким образом, в работе предложен метод импульсного, однородного возбуждения газа при высоком давлении для измерений эффективных времен жизни атомов в возбужденных состояниях; измерено эффективное время жизни уровня 3^1D гелия, связанного с уровнем 3^1P , при учете передачи возбуждения и ассоциативной ионизации в диапазоне давлений 0,4–4,7 кПа; сделан вывод, что экспериментальные значения времен жизни уровня 3^1D можно объяснить на основе сечений процессов, известных в литературе, если принять сечение ассоциативной ионизации уровня 3^1D $\sigma_{\text{азд}} = 2 \cdot 10^{-16}$ см². Отмечена необходимость учета при любом давлении связанности уровней, определяющих кинетику распада.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Оценка влияния неучтенных процессов на заселенность уровня 3^1D .

П.1. Каскадные переходы. Концентрация атомов на уровне 3^1D может дополнительно возмущаться: а) радиационным переходом $4^1P \rightarrow 3^1D$ с вероятностью $A_{4^1P \rightarrow 3^1D}$ и ударно-излучательными переходами; б) $4^1P \xrightarrow{h\nu} 4^1F \rightarrow 3^1D$; в) $4^1P \xrightarrow{h\nu} 4^1D \rightarrow 3^1P \rightarrow 3^1D$.

Смысл оценок сводится к тому, чтобы определить, до какого времени t^* после окончания импульса возбуждения можно пренебречь влиянием этих процессов. Общая схема каскадных переходов показана на рис. 1 (резонансное излучение считается запертым, ассоциативная ионизация и излучение на другие уровни не приведены). Передача возбуждения между уровнями 4^1D и 4^1F не рассматривалась, так как оценки в дальнейшем проводились по максимально возможным потокам на уровни 4^1D и 4^1F . Сечения передачи возбуждения и ассоциативной ионизации для уровней 4^1P , 4^1D , 4^1F , необходимые для выяснения роли каскадных переходов, в литературе либо отсутствуют, либо сильно различаются (см. табл. 2). Данные, полученные в [1, 2] многоканальным методом задержанных совпадений, дают суммарное сечение рассеяния уровня. Сечение передачи возбуждения $4^1P \rightarrow 4^1D$ по [4] (при пренебрежении ассоциативной ионизацией и небольшим экспоненциальным множителем) на порядок превышает данные [6], полученные в тех же приближениях, но не в активном разряде, а при изучении послесвечения. Так же обстоит дело с сечением передачи возбуждения $4^1P \rightarrow 4^1F$ (табл. 2). Авторы [20] измеряли сечение передачи возбуждения $4^1P \rightarrow 4^1F$ по детектированию ИК-излучения (1370 нм) переходов $4^1P \rightarrow 3^1D$ и $4^3F \rightarrow 3^3D$, которые они оптически не разрешали; полученная величина сечения согласуется с результатом [21, 22], но расходится с данными [6] по переходу $4^1P \rightarrow 4^3P$, а также с выводом из [27]. Следует отметить, что и сечение возбуждения уровня 4^1F электрошпунным ударом, полученное в работе [20], на порядок расходится с сечением возбуждения этого уровня, полученным в более поздней работе [27]. Таким образом, видно, что ни один из методов не дает достаточной информации о сечениях всех процессов, что принуждает к использованию противоречивых результатов различных авторов. При дальнейших оценках использовались данные [1] как основные, а данные [2, 3] в том случае, если требовалось сравнение или уточнение. Поскольку в [1] даны суммарные сечения неупругих потерь σ_j , то для оценки сечения σ_{3^1D} можно воспользоваться принципом детального равновесия, применив его к $\sigma_{j \rightarrow i}$. Из приведенных выше процессов каскадных переходов следует, что для выяснения их влияния на уровень 3^1D необходимо, в первую очередь, оценить изменение концентрации на сильно заселенном уровне 4^1P . Для этого можно использовать решение системы типа (4), (5) в виде (6) и (7), рассматривая, например, пару уровней 4^1D и 4^1P , а затем 4^1P и 4^1F . Для интересующих нас давлений и временных интервалов распад уровня 4^1P можно считать моноэкспоненциальным

$$n_{4^1P} \approx n_{4^1P}(0) \exp(-R_1 t), \quad (14)$$

$$R_1 P \gg 7,6 \cdot 10^7 + \nu N \sigma, \quad (15)$$

где $\sigma = 10$; $n_{4^1P}(0)$ — начальная концентрация возбужденных атомов в состоянии 4^1P . Для рассмотрения каскадных переходов необходимо в систему (4), (5) двухуровневой модели для $3^1P \rightarrow 3^1D$ включить дополнительный поток W на уровень 3^1D (уравнение (4)). Так как дополнительный поток W пропорционален n_{4^1P} , то решение для концентрации на уровне 3^1D в этом случае запишем в виде

$$n = \xi_1 \exp(-R_1 t) + \xi_2 \exp(-R_2 t) + \gamma \exp(-R_1 t), \quad (16)$$

$$\xi_2 = q_2 + [\beta R_1 P - \gamma \beta + \gamma (\beta - R_2)] / (R_1 - R_2), \quad (17)$$

$$\xi_1 = n_{3^1D}(0) - \beta - \xi_2 \quad (18)$$

Сечения передачи возбуждения и ассоциативной ионизации уровней 4^1P и 4^1D

$4^1P \rightarrow 4^1D$	$4^1P \rightarrow 4^1F$	$4^1P \rightarrow 4^3F$	$4^1P \rightarrow 4^3D$	Суммарные потери 4^1P
80±30 [4] 2,8 [6] 190 [9] 670 [23] 123 [24] 99 [25] 130±40 [10]	150 [20] 140 [21] 120 [21] 200±20 [22] 120 [10]	0,95±0,05 [6]	2,2±0,5 [6]	10±0,6 [1] 19,9±1,6 [2] 250±20 [10] *
$4^1D \rightarrow 4^1F$		$4^1D \rightarrow 4^3D$		Суммарные потери 4^1D
560 [10]		500 [26]		90±25 [1] 25±12 [2]

и мало отличается от (8), (9), а γ зависит от выражения для W . В случае процесса $4^1P \rightarrow 3^1D$ дополнительный поток W на уровень 3^1D есть $W = A_{4^1P \rightarrow 3^1D} n_{4^1P}$ и

$$\gamma = A_{4^1P \rightarrow 3^1D} n_{4^1P}(0) (\alpha - R_{4^1P}) / [R_{4^1P}^2 - R_{4^1P}(\alpha + \beta) + (\alpha\beta - v^2 N^2 \sigma_{3^1D \rightarrow 3^1P} \sigma_{3^1P \rightarrow 3^1D})]. \quad (19)$$

Для ударно-излучательных переходов $4^1P \rightarrow 4^1D \rightarrow 3^1P \rightarrow 3^1D$ поток на уровень 3^1P равен

$$W_{3^1P} = A_{4^1D \rightarrow 3^1P} n_{4^1D} = A_{4^1D \rightarrow 3^1P} q_{2,4^1D} \exp(-R_{4^1P} t^*), \quad (20)$$

что дает

$$\gamma = A_{4^1D \rightarrow 3^1P} q_{2,4^1D} \sigma_{3^1D \rightarrow 3^1P} v N [R^2 - R(\alpha + \beta) + \alpha\beta - \sigma_{3^1P \rightarrow 3^1D} \sigma_{3^1D \rightarrow 3^1P} v^2 N^2], \quad (21)$$

где $q_{2,4^1D}$ то же, что и в выражении (9), но для пары уровней 4^1D , 4^1P ; $A_{4^1D \rightarrow 3^1P} = 7,1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ [13]. Определим t^* как время, после которого вследствие каскадных переходов по реакциям а) – в) в выражении (16) третий член становится сравним со вторым, т. е.

$$\xi_2 \exp(-R_2 t^*) \approx \gamma \exp(-R_{4^1P} t^*). \quad (22)$$

В реакциях а) и в) оценки делались на основании сечений, полученных в [1] для уровней 4^1P и 4^1D [3, 5], для уровней 3^1D и 3^1P и данных [13] для вероятностей радиационных переходов. Времена t^* для обоих рассмотренных случаев оказались близкими по величине: $t^* = 150 \text{ нс}$ для $p = 0,4 \text{ кПа}$, $t^* = 90 - 100 \text{ нс}$ для $p = 1,3 \text{ кПа}$, $t^* = 75 \text{ нс}$ для $p = 4 \text{ кПа}$. При этом начальные концентрации возбужденных атомов принимались пропорциональными соответствующим сечениям возбуждения электронным ударом атома гелия из основного состояния [28, 29]. При таком условии влияние начальных концентраций уровней 3^1D и 4^1D невелико.

Оценка влияния процесса б) $4^1P \rightarrow 4^1F \rightarrow 3^1D$ наиболее сложна, так как данные ударного распада уровня 4^1F в литературе отсутствуют, а измеренные сечения передачи возбуждения $\sigma_{4^1P \rightarrow 4^1F}$ [20–22] много больше полного сечения ударного распада уровня 4^1P [1, 2] (см. табл. 2). Считая, что весь поток с уровня 4^1P идет на уровень 4^1F (так же, как это ранее предполагалось для уровня 4^1D), аналогично изложенному выше оценим поток в предположении, что сечения уровня 4^1F такие же, как и уровня 4^1D . Полученные времена t^* того же порядка, что и ранее: при $p = 0,4 \text{ кПа}$ $t^* = 120 \text{ нс}$, $p = 1,3 \text{ кПа}$ $t^* = 74 \text{ нс}$, $p = 4 \text{ кПа}$ $t^* = 50 \text{ нс}$. В действительности, величины t^* должны быть больше, так как сечения передачи возбуждения по [6] $\sigma_{4^1P \rightarrow 4^1D} = 2,8$; $\sigma_{4^1P \rightarrow 4^1F} = 0,95$; $\sigma_{4^1P \rightarrow 4^3D} = 2,2$ не сильно различаются, а при оценках каждый раз предполагалось, что весь поток идет только на рассматриваемый уровень, вследствие чего роль каскадных переходов завышалась. Не рассматривалась и передача возбуждения между уровнями 4^1D , 4^3D , 4^1F , 4^3F . Все эти переходы будут уменьшать влияние каскадных процессов на заселение уровня 3^1D , так как ассоциативная ионизация триплетных уровней $n=4$ должна быть высокой, исходя из суммарного сечения [1] и данных [3] по концентрации молекулярных ионов He_2^+ .

Таким образом, роль каскадных переходов может быть велика лишь по истечении времени t^* , которое во всех случаях превышало время измерений. Отметим, что другие неучтенные переходы должны увеличивать время t^* в несколько раз; t^* увеличивается также и при использовании вместо сечений для уровня $n=4$ из работы [1] сечений других авторов.

П.2. Возбуждение электронным ударом. После выключения электрического поля частоты возбуждения и ионизации электронным ударом падают с характерным временем $t_b [v \sim \exp(-t/t_b)]$. Электроны, имеющие энергию выше энергии возбуждения, охлаждаются до температуры в несколько эВ в первые же неупругих столкновениях. Характерная величина $t_b = 4$ нс при $p = 0,4$ кПа и $t_b = 0,4$ нс при $p = 4$ кПа. Возбуждение с метастабильных уровней мало вследствие их малой заселенности. Так как внешнего поля нет, то электроны с энергиями выше порога возбуждения могут образоваться вследствие диффузии в пространстве скоростей. Характерное время такой диффузии составляет несколько времен τ_{ee} электрон-электронного соударения

$$\tau_{ee} = \frac{3\sqrt{m}(kT_e)^{3/2}}{4\sqrt{2}\pi n_e e^4 \ln \Lambda}, \quad (23)$$

где $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм. Для $T_e = 5$ эВ, $n_e = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ имеем $\tau_{ee} = 220$ нс, поэтому характерное время диффузии много больше, чем время измерений.

П.3. Самооголощение излучения приводит к увеличению эффективного времени жизни за счет уменьшения вероятности радиационного распада $A = gA_{\text{рад}}$, где g — фактор пленения. Для цилиндра радиуса r при доплеровском уширении спектральных линий [30, 31] и $\kappa r > 1$

$$g = 1,6 / \kappa r \sqrt{\pi \ln \kappa r}, \quad (24)$$

$$\kappa = \lambda^3 n_1 g_2 A_{\text{рад}} \sqrt{m / 2kT} / 8\pi g_1, \quad (25)$$

где g_2 и g_1 — статистические веса верхнего и нижнего уровней; n_1 — концентрация нижнего уровня.

Как следует из выражения (7), даже введение $g=0$ для уровня 3^1D (переход $3^1D \rightarrow 2^1P$) при давлении $p > 0,4$ кПа сильно не изменит результирующее значение $R_{1,2}$. В эксперименте $\kappa r < 1$ ввиду низкой наблюдавшейся концентрации нижнего уровня $n_1 < 3 \cdot 10^{11}$ см⁻³, что дает $g \sim 1$ [32].

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. W. R. Bennett, Jr., P. J. Kindlmann, G. N. Mercer. Appl. Opt. Suppl., 2, 34, 1965.
2. K. A. Bridgett, T. A. King. Opt. Pump. and Atom. Line Shape, Warszawa, p. 359, 1969; K. A. Bridgett, T. A. King, R. J. Smith-Saville. J. Phys., E3, 767, 1970.
3. H. F. Wellenstein, W. W. Robertson. J. Chem. Phys., 56, 1077, 1972; 56, 1411, 1972.
4. С. Э. Фриш, Ю. Э. Иониз. Оптика и спектроскопия, 25, 171, 1968.
5. H. F. Wellenstein, W. W. Robertson. J. Chem. Phys., 56, 1072, 1972.
6. J. Bakos, J. Szigeti. J. Phys., B, 1, 1115, 1968.
7. C. B. Collins, B. W. Jonson, M. Y. Shaw. J. Chem. Phys., 57, 5310, 1972.
8. Э. И. Асиновский, Л. М. Василяк, А. В. Кириллин, В. В. Марковец. ТВТ, 13, 195, 1281, 1975.
9. A. H. Gabriel, D. W. O. Heddle. Proc. Roy. Soc., A, 256, 124, 1960.
10. P. H. Wine, R. E. Glick. JQSRT, 16, 879, 1976.
11. R. T. Thompson, R. G. Fowler. JQSRT, 15, 1017, 1975.
12. Э. И. Асиновский, Л. М. Василяк, А. В. Кириллин, В. В. Марковец. ТВТ, 13, 40, 1975.
13. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon. Atom. Trans. Probabilities, 1, NBS, Washington, 1966.
14. R. G. Fowler, T. M. Holzberlein, G. H. Jacobson. Phys. Rev., A140, 1050, 1965.
15. J. H. Hornbeck. Phys. Rev., 84, 1072, 1951.
16. W. Kaul, P. Seyfried, R. Taubert. Z. Naturforsch., 18a, 432, 1963.
17. J. S. Dahler, J. L. Franklin, M. S. B. Munson, F. H. Field. J. Chem. Phys., 36, 3332, 1962.
18. R. G. Fowler, O. S. Duffendack. Phys. Rev., 76, 81, 1949.
19. L. E. S. Mathias, A. Grocher, M. S. Wilis. IEEE J. Quant. Electronics, QE-3, 170, 1967.
20. J. D. Jobe. JOSA, 57, 1449, 1967.
21. R. M. St. John, T. W. Nee. JOSA, 55, 426, 1965.
22. R. B. Kay, R. H. Hughes. Phys. Rev., 154, 61, 1967.
23. R. Wolf, W. Maurer. Z. Phys., 115, 410, 1940.
24. D. T. Stewart, E. Gabathuler. Proc. Phys. Soc., 74, 473, 1959.
25. K. Hoffman. Monatsber. Deutsch. Akad. Wiss., Berlin, 7, 276, 1965.
26. A. Cathérnot, B. Dubreuil, A. Bouchoule, P. Davy. Phys. Letters, 56A, 469, 1976.
27. R. J. Anderson, R. H. Hughes, T. G. Norton. Phys. Rev., 181, 198, 1969.
28. R. M. St. John, F. L. Miller, C. C. Lin. Phys. Rev., A134, 888, 1964.
29. H. R. Moustafa Moussa, F. J. De Heer, J. Schutten. Physica, 40, 517, 1969.
30. Л. М. Бурбман. ЖЭТФ, 17, 416, 1947; 19, 584, 1949.
31. T. Holstein. Phys. Rev., 72, 1212, 1947; 83, 1159, 1951.
32. A. V. Phelps. Phys. Rev., 110, 1362, 1958.