

539.196.6

ДИССОЦИАТИВНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ЭЛЕКТРОНА И МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА

А. В. Елецкий Б. М. Смирнов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	25
2. Механизмы рекомбинации электрона и молекулярного иона	26
3. Методы измерения сечения диссоциативной рекомбинации и основные результаты	30
а) Ионная ловушка (30). б) Метод совмещенных пучков (31). в) Метод скрещенных пучков (32). г) Результаты измерений (32).	
4. Методы измерения коэффициента диссоциативной рекомбинации и его температурная зависимость	38
а) Распад газоразрядной плазмы (38). б) Спектроскопический метод (40). в) Метод ударных волн (41). г) Результаты измерений. Температурная зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации (41).	
5. Диссоциативная рекомбинация с участием сложного иона	45
6. Рекомбинация колебательно возбужденных ионов и продукты диссоциативной рекомбинации	49
7. Диссоциативная рекомбинация в слабоионизованном газе	53
8. Заключение	55
Цитированная литература	56

1. ВВЕДЕНИЕ

Рекомбинация электрона и иона — процесс, ответственный за исчезновение заряженных частиц в слабоионизованном газе и плазме. Поэтому данный процесс определяет баланс заряженных частиц в различных явлениях, протекающих в газовом разряде, атмосфере Земли, в плазме. В том случае, когда в рекомбинации участвуют атомные ионы, этот процесс возможен при участии третьей частицы или должен сопровождаться излучением фотона. Эта третья частица или фотон уносят избыток энергии, выделяющейся при образовании связанного состояния электрона и иона. При наличии молекулярного иона процесс рекомбинации может идти при парном столкновении частиц. Тогда избыток энергии переходит в кинетическую энергию ядер и сопровождается развалом молекулярного иона. Такой процесс носит название диссоциативной рекомбинации.

Естественно, что эффективность нейтрализации зарядов за счет диссоциативной рекомбинации как парного процесса за редкими исключениями значительно выше эффективности исчезновения заряда при тройной рекомбинации или при излучательной рекомбинации электронов и ионов в газе или плазме. Поэтому диссоциативная рекомбинация в тех условиях, когда она возможна, «забывает» все другие пути рекомбинации и является главной причиной исчезновения заряженных частиц в объеме. Поскольку диссоциативная рекомбинация протекает при участии молекулярных ионов, ее исследование имеет смысл при не очень высоких температурах газа. Максимальные температуры газа, представляющие интерес для данного процесса, составляют несколько тысяч градусов, максимальные тем-

пературы электронов — несколько электрон-вольт. За пределами этих параметров данный процесс не представляет практического интереса.

Цель предлагаемого обзора — изложить современные представления о процессе диссоциативной рекомбинации электрона и молекулярного иона. Этот обзор является естественным развитием предыдущих обзоров авторов ¹⁻³ *) на эту тему. За последнее десятилетие в данной проблеме произошли существенные изменения. Во-первых, получил широкое распространение пучковый метод измерения сечения диссоциативной рекомбинации, который дает детальную информацию о процессе. Во-вторых, проведен большой цикл исследований, относящийся к состояниям атомов, которые образуются при диссоциативной рекомбинации. И, наконец, существенно дополнена информация по другим сторонам этой проблемы. Все это найдет отражение в обзоре.

2. МЕХАНИЗМЫ РЕКОМБИНАЦИИ ЭЛЕКТРОНА И МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА

Исследуем возможные механизмы рассматриваемых процессов. Основные механизмы рекомбинации иллюстрируются на рис. 1, где представлены электронные термы системы в начальном и конечном состояниях. В случае, когда реализуется «прямой» механизм диссоциативной рекомбинации (д. р.), электрон захватывается в автоионизационное состояние (рис. 1, а), отвечающее отталкиванию ядер. Последующий разлет ядер

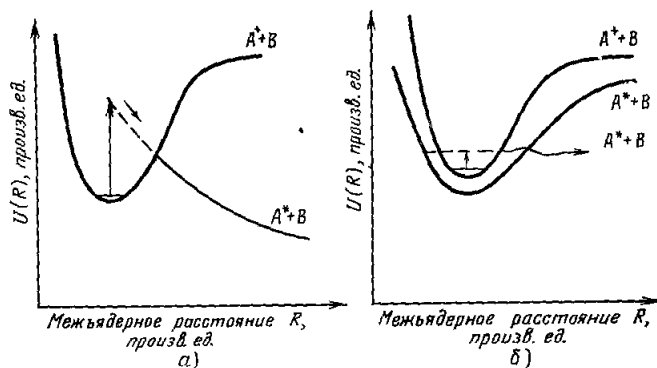


Рис. 1. Иллюстрация механизмов диссоциативной рекомбинации (д. р.) электрона и молекулярного иона.

а) Прямой механизм; б) непрямой механизм. Стрелками отмечены переходы при рекомбинации.

приводит к стабилизации этого состояния, т. е. к рекомбинации. Другой механизм д. р., который называют «непрямым», включает в себя две стадии (рис. 1, б). Сначала электрон захватывается на возбужденный колебательный уровень электронно возбужденной молекулы либо захватывается на автоионизационный уровень молекулы другим способом, возбуждая внутренние степени свободы молекулярного иона. Далее происходит преддиссоциация возбужденной молекулы, сопровождающаяся переходом в другое (более низкое) возбужденное состояние атомов и разлетом ядер (см. рис. 1, б). В результате избыток энергии переходит в кинетическую энергию ядер. Однако, поскольку связь между электронным и ядерным движением слабая, второй переход из возбужденного колебательного состояния электронно возбужденной молекулы гораздо менее вероятен, чем обратный распад этой молекулы на электрон и молекулярный ион. Поэтому «непрямой» механизм диссоциативной рекомбинации менее эффек-

*) См. также содержательный обзор Бадсли и Бионди ⁴.

тивен. Он может иметь место в случае, когда ион имеет сложную внутреннюю структуру, так что существует много возможностей для возбуждения внутренних степеней свободы. Такая ситуация может осуществиться при диссоциативной рекомбинации с участием кластерного иона. Диссоциативная рекомбинация несложных молекулярных ионов протекает по прямому механизму.

Характеристиками процесса диссоциативной рекомбинации являются сечение диссоциативной рекомбинации $\sigma_{\text{рек}}(e)$ при парном соударении электрона с энергией e и иона *), а также коэффициент диссоциативной рекомбинации $\alpha = \langle v\sigma_{\text{рек}} \rangle$, если процесс протекает в газовой фазе. Здесь v — скорость электрона; усреднение проведено по скоростям электрона в газе. Коэффициент диссоциативной рекомбинации входит в уравнение баланса для плотности электронов N_e в газе:

$$\frac{dN_e}{dt} = -\alpha N_e N_i, \quad (1)$$

где N_i — плотность молекулярных ионов. В этом уравнении баланса учтен только процесс диссоциативной рекомбинации.

Оценка порядка величины коэффициента диссоциативной рекомбинации при тепловых энергиях может быть выполнена следующим образом. При эффективном протекании процесса сечение рекомбинации порядка сечения упругого рассеяния электрона на молекуле: $\sigma_{\text{рек}} \sim 10^{-14}$ см². Поскольку характерная скорость электрона при комнатной температуре $v \sim 10^7$ см/с, то по порядку величины $\alpha \sim 10^{-7}$ см³/с. В табл. I приведены

Таблица I

Коэффициент диссоциативной рекомбинации для несложных ионов при комнатной температуре *)

Ион	$10^{-7} \alpha$, см ³ /с	Литература	Ион	$10^{-7} \alpha$, см ³ /с	Литература
H ₂ ⁺	0,3	5	O ₂ ⁺	2,0	26, 38-50
Ne ₂ ⁺	1,8	6-17	N ₂ ⁺	3,3	41, 46, 48, 49, 51-56
Ar ₂ ⁺	6,9	6, 13, 18-29	NO ⁺	3,7	46, 48, 57-63
Kr ₂ ⁺	10,3	18, 30-35	CH ⁺	5 **)	165
Xe ₂ ⁺	20	18, 31-33, 36	CO ⁺	6,8	64
HeNe ⁺	0,2	37	CO ₂ ⁺	3,6	46, 65
C ₂ ⁺	10 **)	155	CH ₂ ⁺	8,7 **)	155

*) Представлены усредненные значения по результатам указанных работ.
 **) $T = 100$ К.

значения коэффициента диссоциативной рекомбинации для простых молекулярных ионов при комнатной температуре. Как видно, представленные значения в основном подтверждают приведенную грубую оценку.

Поскольку атом имеет бесконечное число возбужденных состояний, возможно большое число каналов рекомбинации и большое число возбужденных состояний атомов, образованных в результате диссоциативной рекомбинации. На этом вопросе мы остановимся отдельно в гл. 6. Сейчас отметим, что при большом выборе конечных каналов данный процесс протекает достаточно эффективно по ограниченному числу оптимальных путей.

*) Энергия электрона совпадает с энергией частиц в системе центра инерции.

Учитывая характер процесса, приведем формулу для сечения диссоциативной рекомбинации. Считая движение ядер квазиклассическим, имеем

$$\sigma_{\text{рек}}(\varepsilon) = \int \sigma_{\text{захв}}(\varepsilon, R) |\Psi(R)|^2 dR \exp\left(-\int_R^{R_a} \frac{\Gamma dR}{\hbar v_R}\right), \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{захв}}(\varepsilon, R) = \frac{\pi \hbar^2}{2m\varepsilon} \frac{\Gamma^2}{[\varepsilon - E_a(R)]^2 + (\Gamma^2/4)}; \quad (2a)$$

здесь $\sigma_{\text{захв}}(\varepsilon, R)$ — сечение захвата электрона с энергией ε на автоионизационный уровень при расстоянии между ядрами R ; $\Psi(R)$ — ядерная волновая функция молекулярного иона, так что $|\Psi(R)|^2 dR$ — вероятность нахождения ядер в интервале от R до $R + dR$. Экспоненциальный множитель в формуле (1) представляет собой вероятность выживания автоионизационного состояния до разлета ядер, так что $\Gamma(R)$ — ширина автоионизационного уровня, v_R — радиальная компонента скорости относительного движения ядер, R_a — точка пересечения отталкивательного терма с термом молекулярного иона; при $R > R_a$ отталкивательное состояние становится стабильным. В формуле Брейта — Вигнера (2a) для простоты записи мы считали, что имеется только одно автоионизационное состояние, в которое эффективно идет диссоциативная рекомбинация; $E_a(R)$ — разность энергий автоионизационного состояния и молекулярного иона при расстоянии R между ядрами. Отметим, что формула Брейта — Вигнера (2) применима при условии, что ширина автоионизационного уровня $\Gamma(R)$ мала по сравнению с характерным расстоянием между термами $E_a(R)$.

Формулы (1), (2) могут быть использованы при анализе характера диссоциативной рекомбинации в конкретных случаях и при выяснении связи параметров этого процесса с параметрами системы. Приведем интегральное соотношение, которое вытекает из формул (2), (2a) и которое удобно использовать для анализа:

$$\int_0^\infty \sigma_{\text{рек}}(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon = \frac{\pi \hbar^2}{m} \left\langle \Gamma(R) \exp\left(-\int_R^{R_a} \frac{\Gamma dR}{\hbar v_R}\right) \right\rangle, \quad (3)$$

где усреднение проводится с учетом распределения ядер в молекулярном ионе по относительному расстоянию между ними. Это соотношение удобно использовать для оценки коэффициента диссоциативной рекомбинации, усредненного по максвелловскому распределению электронов. В случае $\Gamma \ll T$ (T — температура электронов) имеем, с учетом (3),

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{рек}} &= \int_0^\infty v \sigma_{\text{рек}} \frac{2\varepsilon^{1/2}}{\sqrt{\pi T^{3/2}}} e^{-\varepsilon/T} d\varepsilon = \\ &= \frac{2\sqrt{2\pi} \hbar^2}{(mT)^{3/2}} \left\langle \Gamma(R) \exp\left(-\frac{E_a(R)}{T} - \int_R^{R_a} \frac{\Gamma dR}{\hbar v_R}\right) \right\rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Формулу (4) удобно использовать для оценки коэффициента диссоциативной рекомбинации при оптимальных условиях процесса. В этом случае пересечение электронных термов происходит недалеко от дна ямы,

так что $\int_R^{R_a} \Gamma \frac{dR}{\hbar v_R} \ll 1$, т. е. вероятность выживания отталкивательного

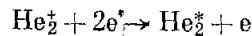
состояния до его стабилизации в процессе разлета ядер близка к единице. Далее, в оптимальном случае $\Gamma \sim T$ и $E_a \sim T$ и на основе формулы (4) получаем следующую оценку для коэффициента диссоциативной рекомбинации в оптимальных условиях:

$$\alpha_{\text{рек}} \sim \frac{\hbar^2}{m^{3/2} T^{1/2}}, \quad T \gg \Gamma. \quad (5)$$

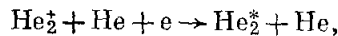
Используя эту оценку, находим, что при комнатной температуре $\alpha_{\text{рек}} \sim 10^{-7}$ см³/с. С такими масштабами константы скорости процесса мы и будем иметь дело.

В тех случаях, когда условия рекомбинации конкретного молекулярного иона существенно отличаются от рассмотренных выше условий, оптимальных с точки зрения процесса д. р., процесс рекомбинации молекулярных ионов может протекать более сложным путем, чем это рассмотрено выше, а константа скорости процесса может существенно отличаться от результата выполненных выше оценок. Подобная ситуация имеет место при рекомбинации молекулярного иона He_2^+ , которая довольно подробно исследована в экспериментальном отношении ⁷¹⁻⁷⁷. Специфика этой системы определяется характером пересечения термов молекулярного иона He_2^+ и квазимолекулы, составленной из атомов гелия в основном $1s^2 \ ^1S_0$ - и возбужденном 2^1P -состояниях. Дно потенциальной ямы молекулярного иона находится ниже точки пересечения указанных термов на величину ~ 1 эВ, поэтому д. р. медленного электрона с молекулярным ионом возможна лишь в том случае, если молекулярный ион находится в колебательно возбужденном состоянии (согласно ⁷¹, для этого состояния $v \geq 2$). Указанное обстоятельство определяет аномально низкие (10^{-9} — 10^{-8} см³/с) значения коэффициента д. р. молекулярного иона He_2^+ при комнатной температуре ⁷²⁻⁷⁶, а также наблюдаемый в эксперименте ⁷⁷ рост этого коэффициента с увеличением температуры газа.

Поскольку значение коэффициента д. р. молекулярного иона He_2^+ относительно невелико, в условиях слабоионизованной плазмы с этим процессом могут конкурировать другие процессы рекомбинации, которые для других газов не имеют сколько-нибудь существенного значения. Так, в результате исследований ⁷²⁻⁷⁸ (см. также ^{78, 79}) установлено, что важную роль в нейтрализации молекулярных ионов He_2^+ могут играть тройные процессы типа



или



приводящие к образованию, электронно возбужденной (экимерной) молекулы гелия. При этом эффективный коэффициент рекомбинации $\alpha_{\text{рек}}$, величина которого измеряется на эксперименте, оказывается зависящим от таких параметров плазмы, как плотность электронов N_e и атомов N , так что результаты измерений, выполненных различными авторами, различаются между собой более чем на порядок величины. Другая причина указанных расхождений связана с уже упоминавшейся выше зависимостью коэффициента д. р. He_2^+ от степени колебательного возбуждения этого иона. В силу этой зависимости результат измерения зависит, во-первых, от способа образования молекулярных ионов, а во-вторых, — от соотношения между характерными временами диссоциативной рекомбинации и колебательной релаксации молекулярного иона. Последнее в свою очередь определяется величиной степени ионизации плазмы.

3. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ДИССОЦИАТИВНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Возможности теории при описании процесса д. р. весьма ограничены. Это можно объяснить двумя обстоятельствами. С одной стороны, как следует из рассмотрения механизма д. р., процесс происходит в результате взаимодействия налетающего электрона одновременно с внутренними электронами и с ядрами атомов, т. е. задача является существенно многочастичной. Попытка аналитического решения подобных задач наталкивается на принципиальные трудности. С другой стороны, процесс д. р. является существенно многоуровневым, т. е., как правило, характеризуется большим количеством возможных промежуточных и конечных каналов. Корректный учет влияния всех этих каналов, даже в рамках численной модели, практически нереален, поскольку отсутствует необходимая для этого детальная информация о взаимном расположении термов молекулярного иона и автоионизационных состояний, участвующих в процессе, о ширине указанных состояний и т. д. В такой ситуации основным источником информации о процессе является эксперимент.

Наиболее полная информация об особенностях рекомбинации электрона и молекулярного иона содержится в сечении этого процесса, измеренном для всех возможных начальных и конечных состояний системы в зависимости от энергии соударения. Однако при получении информации подобного рода возникают серьезные технические трудности, связанные с проблемами создания высокомонохроматических пучков электронов и молекулярных ионов, фиксации и идентифицирования определенных колебательных состояний молекулярных ионов и возбужденных состояний атомов. Кроме того, для слабосвязанных молекулярных ионов имеется трудность создания пучка таких ионов.

В силу указанных трудностей число работ, посвященных прямому измерению сечения д. р. молекулярных ионов, относительно невелико по сравнению с работами, где оценивается величина коэффициента рекомбинации электронов и молекулярных ионов в конкретных условиях, реализующихся в плазме. Ниже кратко рассмотрены методы, используемые при измерении сечения д. р., и приведены полученные при этом результаты.

а) Ионная ловушка

Непосредственное измерение сечения д. р. впервые было выполнено Уоллсом и Даном⁶³, которые разработали и реализовали изящную экспериментальную методику, основанную на использовании ионной ловушки. Согласно этой методике некоторое количество ионов ($\sim 10^4$ — 10^5) запускается в вакуумную камеру, к которой прикладываются внешние электрическое и магнитное поля специальной конфигурации. Магнитное поле, направление которого совпадает с направлением начальной скорости пучка ионов, имеет высокую пространственную однородность и служит для удержания ионов от движения в радиальном направлении. Электрическое поле меняется в аксиальном направлении по квадратичному закону, так что ионы, попадающие в камеру, испытывают под действием этого поля гармонические колебания с частотой, зависящей от отношения Z/M (Z — заряд иона, M — его масса).

Благодаря хорошей откачке камеры (давление остаточных газов на уровне 10^{-10} мм рт. ст.) и высокому качеству исполнения электростатических и магнитных элементов системы характерное время существования ионов в такой камере оказывается весьма большим — в зависимости от сорта иона оно составляет величину от десятков минут до десятков ча-

сов *). Указанные времена значительно больше характерных времен оптически разрешенных излучательных колебательно-вращательных переходов молекулярных ионов, поэтому обычно ионы в ловушке подавляющую часть времени проводят в основном колебательном и (тем более) электронном состояниях. Количество ионов в ловушке измеряют по интенсивности токов в корпусе камеры, которые наводятся под действием ионных колебаний.

При пропускании через ловушку монохроматического пучка электронов в камере происходит рекомбинация, приводящая к уменьшению числа ионов в камере. Зная плотность электронов в пучке, степень уменьшения числа ионов в результате рекомбинации и время взаимодействия электронного пучка с ионами, находящимися в ловушке, легко рассчитать сечение рекомбинации. Основной источник погрешности в данной методике связан с конечной шириной распределения электронов пучка по энергиям. Об этом говорят, в частности, результаты сравнения данных ⁹², полученных при использовании электронных пучков с различной степенью монохроматичности (ширина распределения равна $\approx 0,15$ и $0,04$ эВ) (см. ниже, рис. 9).

Метод ионной ловушки с успехом использовался для измерения сечения д. р. таких молекулярных ионов, как NO^+ , O_2^+ , H_3O^+ , NH_4^+ , N_2H^+ , HCO^+ .

б) Метод совмещенных пучков

Другой эффективный метод непосредственного измерения сечения д. р. основан на использовании пересекающихся под небольшим (или нулевым) углом пучков электронов и ионов, скорость относительного сближения которых много меньше, чем скорость каждого из пучков в лабораторной системе координат.

Достоинства данного метода связаны с относительно большим временем взаимодействия пучков, а также с возможностью реализации экспериментов при сколь угодно малых энергиях относительного сближения сталкивающихся частиц. При этом можно показать ⁸¹, что относительный разброс энергий $\Delta E_c/E_c$ соударения определяется значениями разброса энергий электронов $\Delta E_e/E_e$ и ионов $\Delta E_i/E_i$ в лабораторной системе, а также разбросом углов $\Delta\theta/\theta$, под которыми пересекаются пучки электронов и ионов, и не зависит от величины энергии соударения в системе центра масс. Так, расчеты ⁸¹ показывают, что при использовании пучка ионов H_2^+ с энергией 443 кэВ и разбросом энергий ± 200 эВ и пучка электронов с энергией ≈ 120 эВ и разбросом энергий $\pm 0,1$ эВ, совмещенных под углом 1° с точностью $\Delta\theta = 1,0^\circ$, максимальный разброс величины относительной энергии электронов и ионов не превышает 0,1 эВ. Поскольку достижимый относительный разброс энергий пучка ионов $\Delta E_i/E_i$ с ростом энергии пучка E_i уменьшается, то переход к использованию быстрых пучков при исследовании медленных соударений повышает точность измерений. Кроме того, при этом относительно легко решается проблема детектирования продуктов д. р., для чего используются традиционные детекторы быстрых частиц, разработанные в ядерной физике.

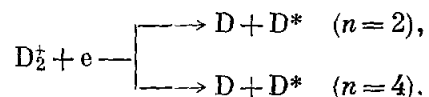
Основной недостаток метода совмещенных пучков связан с трудностью отождествления и фиксирования начального состояния молекулярного иона в пучке. Обычно распределение ионов пучка по колебательным состояниям зависит от способа образования ионов и от состояния

*) Время удержания иона в вакуумной камере ограничено возможными побочными молекулярными реакциями, протекающими при участии остаточных газов. Для иона NH_4^+ , нейтрального по отношению к таким реакциям, это время достигает 24 часов ⁸⁰.

плазмы, которая служит источником ионов. Это может накладывать дополнительную неопределенность при интерпретации результатов измерений и приводит к отличию результатов, полученных различными авторами. Тем не менее метод совмещенных пучков является весьма информативным источником сведений о поведении сечения д. р. при малых энергиях соударения. Так, в работе ⁸² приведены результаты измерений сечения д. р., выполненных для 25 сортов ионов в диапазоне энергий соударения от 0,01 до 0,1 эВ с неопределенностью $\sim 15\%$ *). Никакой другой метод не в состоянии обеспечить подобную точность измерений в указанном диапазоне измерения энергии.

в) Метод скрещенных пучков

Указанный метод, который широко распространен в физике атомных столкновений, вряд ли хорошо подходит для исследования процесса д. р. Это связано, с одной стороны, с трудностями создания монохроматических электронных и ионных пучков с энергией в несколько электронвольт, а с другой стороны, — с малым временем взаимодействия пучков и, как следствие, со сложной регистрацией продуктов д. р., образуемых в ничтожных количествах. Удачная возможность использования метода скрещенных пучков возникает в том случае, когда один из атомов, образующихся в результате д. р., испускает квант легко регистрируемого излучения. Эта возможность обнаружена и реализована в работах Дана и др. ^{83, 84}, где измерялись сечения д. р. молекулярного иона D_2^+ :



Относительная эффективность д. р. при различных энергиях соударения регистрировалась по интенсивности линии Лаймана ($2p - 1s$) и линии Бальмера ($4p - 2s$) атома дейтерия. Важное достоинство описанной методики состоит в том, что она дает возможность не только оценить энергетическую зависимость сечения д. р., но и получить представление об относительном вкладе различных каналов процесса, которые отличаются друг от друга конечными состояниями одного из атомов. Однако наличие большого разброса энергий сталкивающихся частиц, о котором упоминалось выше, не позволило обнаружить на энергетической зависимости сечения установленную впоследствии осцилляционную структуру. В силу указанного недостатка метод скрещенных пучков, разработанный в применении к исследованию д. р. в 1975 г., дальнейшего распространения не получил.

г) Результаты измерений

Энергетические зависимости сечения д. р., полученные экспериментально различными авторами, приведены на рис. 2—9. Как видно из данных, представленных на рисунках, измеренные зависимости представляют собой монотонно убывающие функции. В случае, если разрешающая способность (по энергии) измерительной установки была достаточно высокой, на этих зависимостях проявляется тонкая структура.

Чувствительность результата измерения зависимости сечения д. р. от энергии к разрешающей способности измерительной установки наглядно видна из рис. 9, где приведены данные, полученные с разрешающей способностью 0,04 эВ (а) и 0,15 эВ (б). Существенное отличие этих данных

*) Эти измерения продолжены в работах ^{184, 185, 186}.

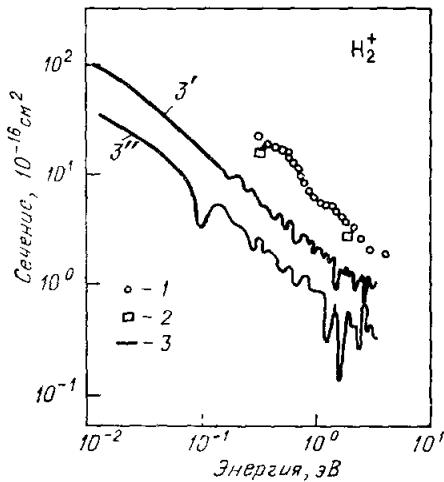


Рис. 2. Зависимость сечения д. р. электрона и молекулярного иона водорода H_2^+ от энергии столкновения.

1 — эксперимент ⁸⁵, колебательные состояния молекулярных ионов $H_2^+ O \leq v \leq 15$, ширина распределения электронов по энергиям — 0,2 эВ; 2 — расчет ⁸⁶; 3 — эксперимент ^{81,87}, ширина распределения электронов по энергиям — 0,04 эВ, кривая 3' — в рекомбинации участвуют состояния с $0 \leq v \leq 15$, кривая 3'' — в рекомбинации участвуют состояния с $v = 0 \div 2$.

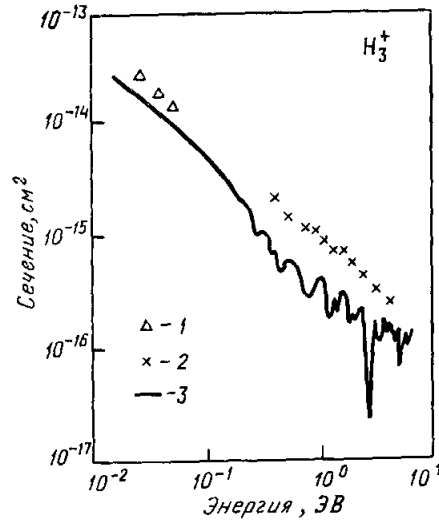


Рис. 3. Зависимость сечения д. р. электрона и молекулярного иона H_3^+ от энергии столкновения.

1 — по ⁸⁸ (восстановлено из измерений константы скорости); 2 — ⁸⁹ (разрешение по энергии — 0,2 эВ); 3 — ⁸¹ (разрешение по энергии — 0,07 эВ).

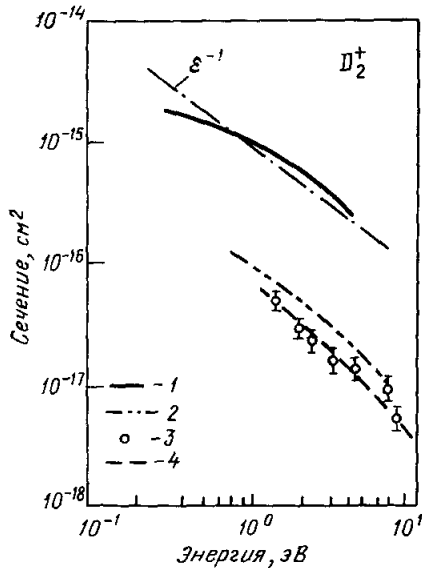


Рис. 4. Энергетическая зависимость сечения д. р. молекулярного иона D_2^+ .

1 — эксперимент ⁸⁵ (полное сечение процесса); 2 — эксперимент ⁸⁴ (парциальное сечение рекомбинации с образованием D (1s4p)); 3 — парциальное сечение рекомбинации с образованием D (1s2p) ⁸³; 4 — результат статистической обработки этого эксперимента ⁸³.

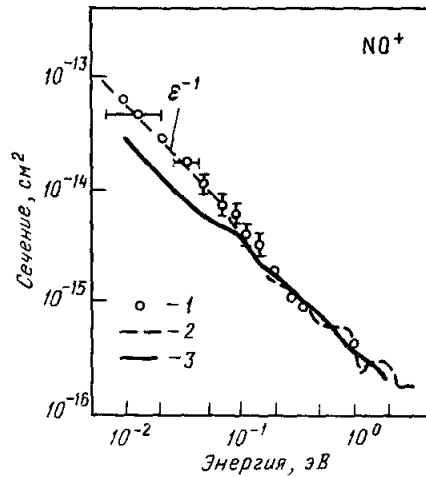


Рис. 5. Сечение д. р. молекулярного иона NO^+ , измеренное и вычисленное различными авторами для разных энергий столкновения.

1 — эксперимент ⁴⁶; 2 — эксперимент ⁸³; 3 — теория ⁹⁰.

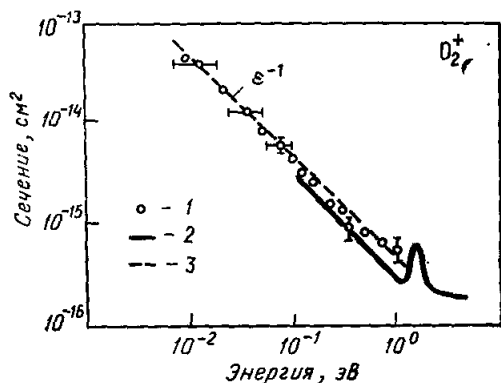


Рис. 6. Энергетическая зависимость сечения д. р. молекулярного иона O_2^+ . 1 — эксперимент ⁴⁶; 2 — эксперимент ⁴³; 3 — зависимость $\sigma \sim \epsilon^{-1}$.

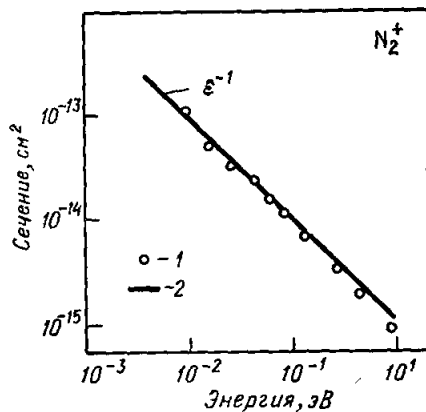


Рис. 7. Энергетическая зависимость сечения д. р. молекулярного иона N_2^+ . 1 — эксперимент ⁴⁶; 2 — зависимость $\sigma \sim E^{-1}$.

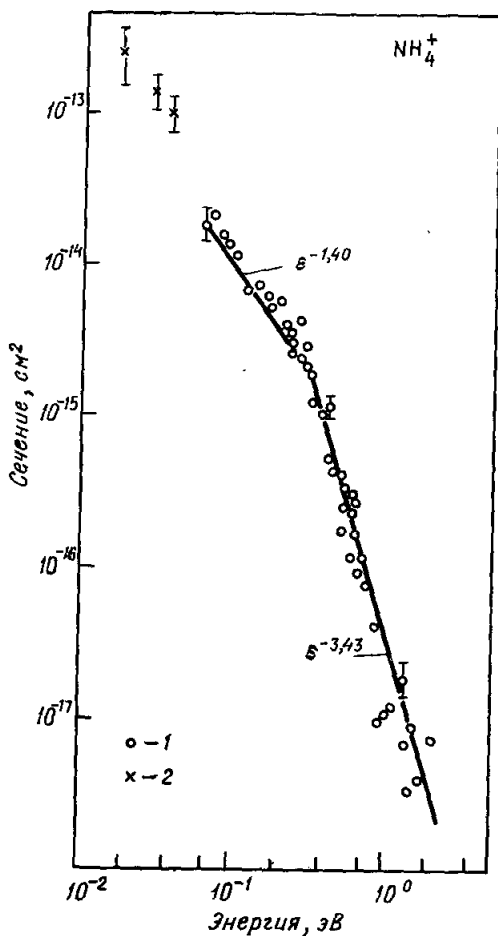


Рис. 8. Энергетическая зависимость сечения д. р. молекулярного иона NH_4^+ .

1 — эксперимент ⁸⁰ (энергетическое разрешение — 0,05—0,15 эВ, погрешность отдельных опытов приведена на рисунке); 2 — восстановлено из измерений константы скорости процесса ⁹¹.

указывает, прежде всего, на то, что в большинстве экспериментов, выполненных при разрешающей способности хуже 0,1 эВ, утеряна информация о тонкой структуре в энергетической зависимости сечения. Следует ожидать, что такая информация будет получена по мере дальнейшего развития экспериментальной техники.

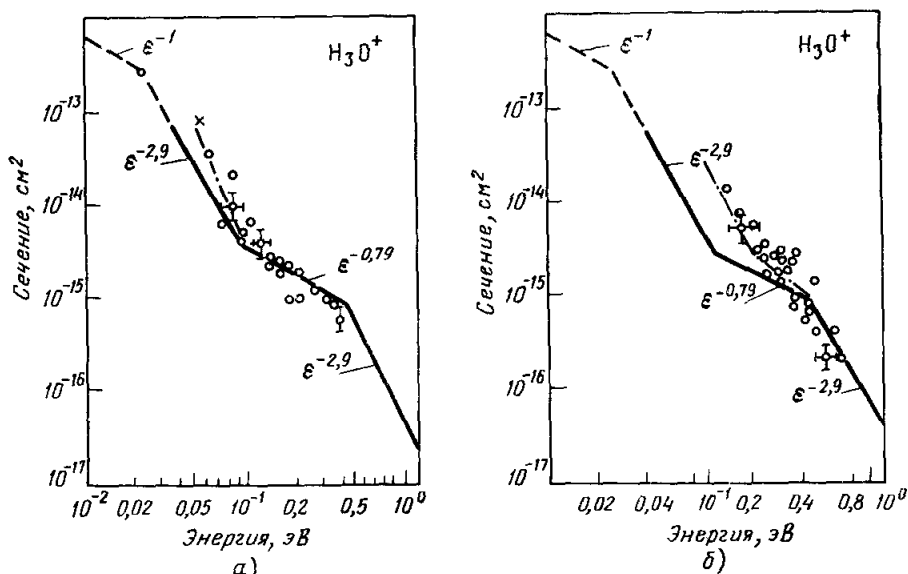


Рис. 9 Зависимость сечения д. р. молекулярного иона H_3O^+ от энергии. Кружки — эксперимент ²². а) Разброс электронов по энергиям — 0,04 эВ; б) разброс электронов по энергиям — 0,15 эВ; штриховая линия — обработка измерений константы скорости процесса ²³.

При анализе экспериментальных данных будем исходить из общего выражения (2) для сечения д. р. Рассмотрим предельный случай малых значений Γ . В этом случае, используя замену в формуле (2):

$$\frac{\Gamma}{2\pi \{[\varepsilon - E_a(R)]^2 + (\Gamma/4)\}} \rightarrow \delta[\varepsilon - E_a(R)] = \left(\frac{dE_a}{dR} \right)^{-1} \delta(R - R_\varepsilon),$$

где $E_a(R_\varepsilon) = \varepsilon$, получим для сечения диссоциативной рекомбинации (2):

$$\sigma_{\text{рек}} = \frac{\pi \hbar^2 \Gamma}{4m\varepsilon} \frac{|\Psi(R_\varepsilon)|^2}{|dE_a/dR|_{R_\varepsilon}} \exp \left(- \int_{R_\varepsilon}^{R_0} \frac{\Gamma dR}{\hbar v} \right), \quad (6)$$

$$\Gamma \ll \varepsilon, \quad \left| \frac{dE_a}{dR} \right| a,$$

где a — амплитуда колебаний ядер в молекулярном ионе.

Полученное выражение показывает, что характер энергетической зависимости сечения д. р. в существенной степени определяется колебательным состоянием молекулярного иона. В случае, если существует область межъядерных расстояний, в которой энергия молекулярного иона больше или порядка энергии автоионизационного состояния, процесс д. р. возможен при захвате сколь угодно медленных электронов. Указанный случай реализуется либо для колебательно возбужденных молекулярных ионов, либо при условиях, когда пересечение термов молекулярного иона и автоионизационного состояния квазимолекулы имеет место вблизи дна потенциальной ямы молекулярного иона. В этом случае, как

следует из полученного соотношения (6), в пределе малых энергий электрона

$$\Gamma \ll \varepsilon \ll \left| \frac{dE_a}{dR} \right| a;$$

энергетическая зависимость сечения д. р. имеет вид

$$\sigma_{\text{рек}}(\varepsilon) = \frac{\pi \hbar^2 \Gamma_a |\Psi(R_a)|^2}{4m\varepsilon dE_a/dR(R_a)} \sim \frac{1}{\varepsilon}. \quad (7)$$

Проанализируем теперь обратный предельный случай, соответствующий условиям, противоположным неравенствам (6)*. При этом, как легко убедиться, подынтегральное выражение практически не зависит от ε , так что опять имеет место обратно пропорциональная зависимость сечения от энергии. Однако в этом случае можно ожидать резкой зависимости сечения д. р. от номера ν колебательного состояния молекулярного иона. В самом деле, с ростом ν возрастает характерная ширина ядерной волновой функции молекулярного иона ΔR . При этом возникает возможность захвата электрона при больших межъядерных расстояниях, когда

величина выражения $\exp\left(-\int_{R_0}^{R_a} \frac{\Gamma dR}{\hbar v}\right)$ значительно больше, чем в случае, когда молекулярный ион находится в основном колебательном состоянии.

Еще один интересный предельный случай соответствует условиям, когда характерная ширина ΔR ядерной волновой функции $\Psi(R)$ предельно мала. В этом случае область межъядерных расстояний, дающая основной вклад в интеграл, сосредоточена вблизи точки R_0 и величина сечения д. р. оказывается пропорциональна выражению

$$\sigma(\varepsilon) \sim \frac{1}{\varepsilon} \frac{1}{[\varepsilon - E_a(R_0)]^2 + (\Gamma^2/4)}. \quad (8)$$

Характер зависимости, описываемой соотношением (8), определяется величиной энергии $E_a(R_0)$, соответствующей точке пересечения термов молекулярного иона и автоионизационного состояния квазимолекулы. Если величина $E_a(R_0)$ велика по сравнению с Γ , а также с характерным разбросом энергий электронного пучка, зависимость $\sigma(E)$ проявляет характерную резонансную структуру. В случае, когда пересечение термов имеет место вблизи дна потенциальной ямы молекулярного иона ($E_a(R_0)$ мало), выражение (8) описывает функцию $\sigma(\varepsilon)$, спадающую с энергией более резко, чем дает формула (7).

Полученные на основе общего выражения для сечения д. р. (2) энергетические зависимости (6) — (8) качественно соответствуют результатам экспериментальных исследований, представленным на рис. 2—9. Так, в табл. II приведены результаты измерений сечения д. р. в области малых энергий соударения ($0,01 < \varepsilon < 0,1$ эВ)⁸². В последнем столбце таблицы указана энергия электрона, выше которой энергетическая зависимость сечения д. р. отклоняется от обратно пропорциональной зависимости (7). В том случае, если этот параметр не указан, небольшие отклонения от зависимости (7), не превышающие экспериментальной погрешности, наблюдаются во всей области энергий электрона. При энергиях электрона, превышающих значение $\sim 0,1$ эВ, наклон энергетической зависимости $\sigma(\varepsilon)$ возрастает. Такая особенность зависимости $\sigma(\varepsilon)$ согласуется с выражением (8), которое следует из общего выражения для сечения в случае предельно малой ширины ядерной волновой функции молеку-

* Следует иметь в виду, что в этом случае нарушаются условия применимости формулы Брейта — Вигнера (2а), поэтому данный результат носит качественный характер.

Таблица II

Результаты измерений сечения д.р. при малых энергиях электрона ⁸²

Молекулярный ион	Сечение д.р. при $\varepsilon = 0,01$ эВ, 10^{-18} см ²	Константа скорости при $T_e = 120$ К, 10^{-7} см ³ /с	Энергия, начиная с которой зависимость сечения от энергии отклоняется от обратно пропорциональной (7) эВ
H ₂ ⁺ (все v)	0,6	4	0,07
H ₂ ⁺ ($v = 0 \div 2$)	0,12	0,8	> 0,1
HD ⁺ (все v)	0,6	4	> 0,1
D ₂ ⁺ (все v)	0,4	2,7	> 0,1
CH ⁺ (возб.)	1,1	7,4	> 0,1
CH ⁺ ($v = 0$)	0,6	4	> 0,1
NH ⁺	0,25	1,7	0,1
OH ⁺	0,2	1,3	> 0,1
C ₂ ⁺	1,4	9,4	> 0,1
N ₂ ⁺	0,85	5,7	> 0,1
NO ⁺	0,55	3,7	0,09
O ₂ ⁺	0,45	3	> 0,1
H ₃ ⁺ ($v = 0$)	1,0	6,5	0,1
HD ₂ ⁺	0,8	5,4	0,1
D ₃ ⁺	0,6	4	0,1
CH ₂ ⁺	1,2	8	> 0,1
CH ₃ ⁺	1,7	12	0,1
CH ₄ ⁺	1,3	9,5	0,07
CH ₅ ⁺	1,5	1,1	0,08
H ₂ O ⁺	1,8	1,2	0,1
H ₃ O ⁺	1,5	1,1	0,1
C ₂ H ₂ ⁺	1,4	9,4	0,1
C ₂ H ₃ ⁺	2,2	1,5	0,1
N ₂ H ⁺	1,8	1,2	0,06

лярного иона. Увеличение степени резкости энергетической зависимости сечения д. р. видно также из рис. 4, 8, 9, где наиболее резкая степенная зависимость соответствует выражению (8) в предельном случае $\varepsilon \gg \gg E_a(R_0)$, $\varepsilon \gg \Gamma$ *).

На энергетической зависимости сечения д. р. молекулярного иона O₂⁺, представленной на рис. 6, наблюдается довольно узкий резонанс при $\varepsilon \approx 1,6$ эВ. Такая структура сечения, как следует из проведенного выше анализа общего выражения (1) для сечения д. р., описывается соотношением (8) в случае, когда ширина ядерной волновой функции молекулярного иона мала, а пересечение термов происходит в области больших энергий ⁹³. Поскольку для других систем подобная структура сечения не наблюдалась, можно сделать вывод, что типичной является ситуация, когда точка пересечения находится вблизи дна потенциальной ямы.

*) Отметим, что наиболее резкая зависимость сечения д. р. от энергии электрона, как это следует из формулы (8), имеет вид $\sigma \sim \varepsilon^{-3}$, $\varepsilon \gg E_a \gg \Gamma$. Однако формула (8) учитывает только один автоионизационный уровень квазимолекулы. В рассматриваемой области параметров вклады от разных автоионизационных состояний могут оказаться сравнимыми, а интерференция вкладов от этих состояний может привести к более резкой зависимости сечения от энергии.

Выражение (6) позволяет качественно объяснить осцилляции на энергетической зависимости сечения д. р., которые наблюдаются в случаях H_2^+ и H_3^+ при использовании аппаратуры с высокой разрешающей способностью (см. рис. 2, 3). В этих экспериментах молекулярные ионы могли находиться в нескольких различных колебательных состояниях, так что измеряемое сечение представляет собой сумму типа $\sum_i \sigma_i f_i$, где i — номер колебательного состояния, σ_i — сечение д. р. для ионов, находящихся в этом состоянии, f_i — относительное число молекул ядерных ионов, находящихся в данном состоянии. Поскольку, как следует из выражения (6), энергетическая зависимость сечения д. р. колебательно возбужденного молекулярного иона отражает осцилляционную структуру ядерной волновой функции этого иона, то можно сказать, что суммарное сечение должно проявлять неупорядоченную осцилляционную структуру*). Детали этой структуры определяются конкретным характером распределения молекулярных ионов по колебательным состояниям, которое весьма трудно установить на эксперименте.

4. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ДИССОЦИАТИВНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ И ЕГО ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

Основным параметром, определяющим влияние процесса рекомбинации заряженных частиц на свойства плазмы, является коэффициент α , который определяется соотношением (1). В данной главе кратко описываются методы экспериментального исследования коэффициента д. р. и обсуждаются результаты этих исследований.

а) Распад газоразрядной плазмы

Наиболее естественный метод измерения коэффициента д. р. основан на использовании соотношения (1). Этот метод, детально разработанный М. А. Бюнди с сотрудниками⁴ и широко применяемый различными авторами, состоит в измерении уменьшения плотности электронов со временем в послесвечении газоразрядной плазмы. Для этой цели обычно используется микроволновый метод, в основу которого положена зависимость собственной частоты колебаний микроволнового резонатора от плотности электронов, заполняющих резонатор. Возбуждение электромагнитных колебаний в микроволновом резонаторе позволяет не только измерять плотность электронов, но при необходимости и осуществлять нагрев электронного газа с целью исследования зависимости коэффициента д. р. от температуры (средней энергии) электронов.

В распадающейся газоразрядной плазме уравнение непрерывности для плотности электронов N_e имеет вид

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = D_a \Delta N_e - \alpha N_e^2 \quad (9)$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии. При записи этого соотношения предполагается, во-первых, что в плазме имеется лишь один сорт молекулярных ионов, а во-вторых, что отсутствуют процессы ионизации атомных частиц, обусловленные, например, пеннинговским механизмом ионизации, происходящим при участии возбужденных или метастабиль-

*) В работе О'Мэлли¹⁶⁷ делается попытка качественного объяснения указанной осцилляционной структуры влиянием колебательно возбужденных рядберговских состояний молекулы, которое проявляется в виде узких резонансов, накладываемых на зависимость $\sigma \sim \epsilon^{-1}$.

ных частиц. Справедливость первого предположения проверяется посредством масс-спектрального анализа ионного состава газоразрядной плазмы, а для проверки правильности второго предположения производят оптические измерения плотности метастабильных атомов.

При высокой плотности газа диффузией заряженных частиц можно пренебречь, так что решение уравнения (9) с начальным условием $N_e(t=0) = N_0$ имеет вид

$$\frac{1}{N_e(t)} = \frac{1}{N_0} + \alpha t. \quad (10)$$

Простая зависимость (10) удобна для обработки экспериментальных данных, и сам факт совпадения измеренной зависимости $N_e^{-1}(t)$ с прямой линией (10) при больших давлениях служит подтверждением справедливости принятых выше предположений. Однако измерения показывают, что при высоких давлениях газа, $p \gg 10$ мм рт. ст., когда диффузия заряженных частиц незначительна, в плазме происходит интенсивное образование сложных молекулярных ионов, в результате чего ионный состав усложняется. Поэтому обычно измерения коэффициента рекомбинации производят в промежуточной области давлений газа, когда процессы диффузии и рекомбинации вносят сопоставимые вклады в баланс заряженных частиц. В такой ситуации, естественно, характер зависимости $N_e(t)$ определяется геометрией системы, содержащей плазму. Для определения коэффициента рекомбинации по измеренной зависимости $N_e(t)$ уравнение (9) решается численно, причем коэффициент диффузии D_a определяется независимым образом, а коэффициент рекомбинации α варьируется до тех пор, пока результат численного решения не совпадет с измеренной зависимостью.

Описанная методика наиболее удобна при исследовании д. р. молекулярных ионов инертных газов, поскольку в этом случае ионный состав плазмы и характер протекания процессов образования и разрушения молекулярных ионов наиболее просты. Измерения производятся как в условиях термодинамического равновесия, так и в неравновесных условиях, когда температура электронов значительно превышает температуру газа. В последнем случае, как уже указывалось, нагрев электронов осуществляется с помощью электромагнитного поля, колебания которого возбуждаются в микроволновом резонаторе. При этом характер функции распределения электронов по энергиям, которая, вообще говоря, отличается от максвелловской, определяется отношением частоты колебаний электромагнитного поля ω к частоте упругих электрон-атомных соударений ν_y (см., например, ⁸⁴). Если это отношение велико, то функция распределения электронов — максвелловская и характеризуется величиной средней энергии

$$\bar{\epsilon}_e = \frac{3}{2} T_e = \frac{Me^2 E^2}{4m^2 \omega^2} + \frac{3}{2} T,$$

где m , M — массы электрона и атома соответственно, E — максимальная напряженность электрического поля, T — температура газа. Если частота электрон-атомных соударений больше или порядка частоты внешнего поля, то функция распределения существенно отличается от максвелловской. При этом величина средней энергии электронов выражается через сечение соударений и точность определения этого параметра определяется точностью сечений. На практике обычно реализуется промежуточный случай, когда погрешность в определении величины $\bar{\epsilon}_e$ невелика, однако влияет на общую точность эксперимента.

Другой источник погрешности рассматриваемого метода измерения коэффициента д. р. связан с тем, что микроволновый способ измерения плотности электронов позволяет определять осредненные по объему значения N_e . В условиях, когда характерные времена диффузии и рекомбинации заряженных частиц одного порядка, пространственное распределение плотности электронов известно с некоторой неопределенностью, которая также влияет на погрешность в определении α . Несмотря на указанные источники погрешностей, данный метод исследования характеризуется довольно высокой точностью (оцениваемой авторами в 10—30 %).

б) Спектроскопический метод

Другой метод измерения коэффициента д. р. основан на том, что в результате этого процесса образуются возбужденные атомы и молекулы, излучающие свет при переходе в менее возбужденные состояния. Измерение интенсивности излучения в зависимости от времени позволяет установить скорость уменьшения плотности излучающих возбужденных атомов^{18, 95-98}. Если интенсивность излучения пропорциональна квадрату плотности заряженных частиц, измеряемой или оцениваемой дополнительно, то делается вывод о рекомбинационной природе этого излучения и восстанавливается величина коэффициента рекомбинации. Трудности такого метода связаны, прежде всего, с большим числом возможных каналов д. р. и соответственно большим числом линий, испускаемых в широкой области спектра. Поскольку обычно при измерении используются спектральные приборы, имеющие чувствительность в ограниченной области спектра, такой метод не позволяет получать абсолютные значения коэффициента д. р. с той точностью, которая характерна для других экспериментальных методов.

Другая проблема, усложняющая использование данного метода, возникает в том случае, когда величина коэффициента д. р. соизмерима с константами скорости других процессов, протекающих в послесвечении и приводящих к образованию тех же возбужденных состояний атомов. В этом случае в процессе распада плазмы могут появиться новые каналы заселения возбужденных состояний, причем, поскольку скорость заселения этих уровней за счет различных механизмов может по-разному зависеть от плотности электронов, связь временной зависимости интенсивности излучения с коэффициентом д. р. может оказаться весьма сложной. Указанная ситуация, по-видимому, реализуется в случае рекомбинации He_2^+ . По этой причине значения коэффициентов д. р. для He_2^+ , полученные различными авторами⁷²⁻⁷⁶, сильно различаются между собой. Спектроскопический метод исследования процесса д. р. является по существу единственным источником информации о каналах процесса и конечных состояниях продуктов. Наиболее эффективно использование этого метода в сочетании с исследованием характера распада газоразрядной плазмы^{35, 36, 100}, ибо при этом, с одной стороны, устанавливается абсолютное значение коэффициента д. р., а с другой стороны, исследуется зависимость относительного вклада различных каналов процесса от электронной и газовой температур.

Одной из разновидностей данного метода, связанного с измерением зависимости интенсивности излучения от времени, является так называемый метод импульсного радиолитиза (см., например,^{101, 102}). В этом методе коэффициент д. р. восстанавливается по зависимости от времени интенсивности излучения плазмы в течение коротких промежутков времени ($\sim 10^{-7}$ с), за которые плазма распадается. Эксперимент проводится при атмосферных давлениях, так что плазма, создаваемая в течение коротких

импульсов наносекундной длительности, распадается только в результате рекомбинации. Точность метода импульсного радиолиза ограничена, что связано, во-первых, с уже упоминавшимися проблемами установления соответствия между излучением плазмы и определенными каналами рекомбинации, а с другой стороны, — с трудностями измерения плотности электронов и ионного состава плазмы, существующей в течение десятков наносекунд.

в) Метод ударных волн

Этот метод позволяет исследовать температурную зависимость коэффициента д. р. в широком диапазоне изменения температуры газа. В основу метода положено измерение характерного размера области за фронтом ударной волны d , на котором в результате рекомбинации происходит существенное изменение плотности заряженных частиц. Указанный размер связан с характерным временем рекомбинации τ_{rek} простым соотношением $d = c\tau_{rek}$, где c — скорость фронта ударной волны. Температура газа за фронтом ударной волны определяется величиной его скорости. Заряженные частицы создаются с помощью внешнего источника ионизации, а их концентрация измеряется обычно зондовыми методами. Важная особенность рассматриваемого метода связана с тем обстоятельством, что состояние газа за фронтом ударной волны близко к состоянию термодинамического равновесия и результаты измерений относятся к ситуации, когда температура электронов T_e близка к температуре газа T . В газоразрядной плазме подобные условия обычно не реализуются.

Основная трудность использования данной методики измерений связана с тем, что температура газа, его давление и ионный состав за фронтом ударной волны изменяются довольно сложным образом. Поэтому для получения значений коэффициентов д. р. при определенных условиях необходимо производить пересчет, который часто бывает основан на допущениях не вполне оправданных допущениях. В частности, постулируется ионный состав плазмы, который принимается неизменным за фронтом ударной волны. Поскольку температура газа за фронтом обычно изменяется более чем на порядок, такое предположение неоправданно и может оказаться источником ошибочных данных. Так, наблюдаемое в некоторых случаях резкое уменьшение коэффициента д. р. с температурой газа может быть объяснено увеличением относительного числа атомарных ионов, которые рекомбинируют значительно менее эффективно, нежели молекулярные¹⁰³. Поскольку сорт ионов непосредственно в ходе эксперимента не регистрируется, количественная оценка получающейся при этом ошибки затруднена.

Таким образом, точность метода ударных волн значительно ниже той точности, которая характеризует методы, основанные на исследовании послесвечения плазмы. Несмотря на указанные трудности, данный метод в его различных модификациях получил довольно широкое распространение^{13, 50, 28, 67, 104-109}, ибо с его помощью можно производить исследования процесса в чрезвычайно широком диапазоне температур.

г) Результаты измерений.

Температурная зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации

В табл. III приведены результаты измерений коэффициента д. р., относящиеся к комнатной температуре ($T_e = T = 300$ K). Цифры получены при усреднении по имеющимся экспериментальным данным. На рис. 10—17 представлены измеренные различными авторами зависимости

Таблица III

Зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации от электронной и газовой температуры, измеренная различными авторами

Ион	T_e , 10 ² K	T , 10 ² K	α , 10 ⁻⁷ см ³ /с	γ_e	$\gamma_e + \gamma_g$	Метод и условия измерения	Литература
Ne ₂ ⁺	3	3	—	1,5	—	Микроволновый резонатор	66
	3—6	3	2—1,5	0,4	—	То же	10
	9—24	3	1,5—1	0,25	—	» »	10
	3—110	3	1,7—0,4	0,43	—	» »	9
	3—5	3—5	1,8—1,4	—	0,42	Микроволновый резонатор, газ помещен в печь	11
	3—46	3	1,8—0,4	0,49	—	Микроволновый резонатор, ионы идентифицированы	13
	4,5—9	4,5—9	1,4—1,2	—	0,5	Двойной зонд в ударной трубе	13
	9—35	9—35	1,2—0,15	—	1,5	То же	13
	3—70	3—5,6	2—0,5	0,42	1,12	Микроволновый резонатор с печью	17
	3—100	3	8—0,9	0,67	—	То же	22
Ar ₂ ⁺	10—30	10—30	2,5—0,4	—	1,3	Двойной зонд в ударной трубе	28
	4,5—6,7	4,5—6,7	4,5—4	—	0,5	То же	13
	6,7—30	6,7—30	4—0,4	—	1,5	» »	13
	3—100	3—5	8—0,8	0,64	1,5	Микроволновый резонатор с печью	29
	3—85	3	10—1	0,61	—	Микроволновый резонатор	27
Kr ₂ ⁺	9—27	9—27	42—9,6	—	1,5	Двойной зонд в ударной трубе	67
	3—190	3—5,2	10—1	0,53	1,5	Микроволновый резонатор с печью	34
	3—100	3	16—2,5	0,55	—	Микроволновый резонатор	35
N ₂ ⁺	2—4,8	2—4,8	2,7	—	0,02	Микроволновый резонатор с печью	55
	35—72	35—72	1,2—0,4	—	1,5	Ударная труба	68
	3—30	3	1,8—0,6	0,39	—	Микроволновый резонатор, давление неона 13 мм рт. ст.	49
	7—27	7—27	1,3—0,8	—	0,37	Ударная труба, давление неона 2—6 мм рт. ст.	69
NO ⁺	2—4,5	2—4,5	7—3	—	1	Микроволновый резонатор с печью, давление неона 3 мм рт. ст.	59
	2—3,6	2—3,6	10—4	—	1,2	Микроволновый резонатор, давление неона 132 мм рт. ст.	57
	4—55	4	4—1,5	0,37	—	Микроволновый резонатор, давление неона 12 мм рт. ст.	62
O ₂ ⁺	2—6,9	2—6,9	3—1	—	1	Микроволновый резонатор, газ помещен в печь, давление неона 20 мм рт. ст.	44
	18—50	18—50	1—0,2	—	1,5	Ударная труба	70
	3—50	3	2—0,3	0,56—0,7	—	Микроволновый резонатор	49
	3—9	3—9	2—1,4	—	0,4	То же, газ помещен в печь	38
	6—25	6—25	1,1—0,46	—	0,63	Ударная труба	50
CO ⁺	3; 7,75	3	6,8—3,9	0,57	—	Микроволновый резонатор	64

коэффициента д. р. от электронной и газовой температур. Значения параметров γ_e , γ_g , которые характеризуют эту зависимость, аппроксимируемую степенным выражением

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{300}{T_e} \right)^{\gamma_e} \left(\frac{300}{T} \right)^{\gamma_g}, \quad (11)$$

даны в табл. III.

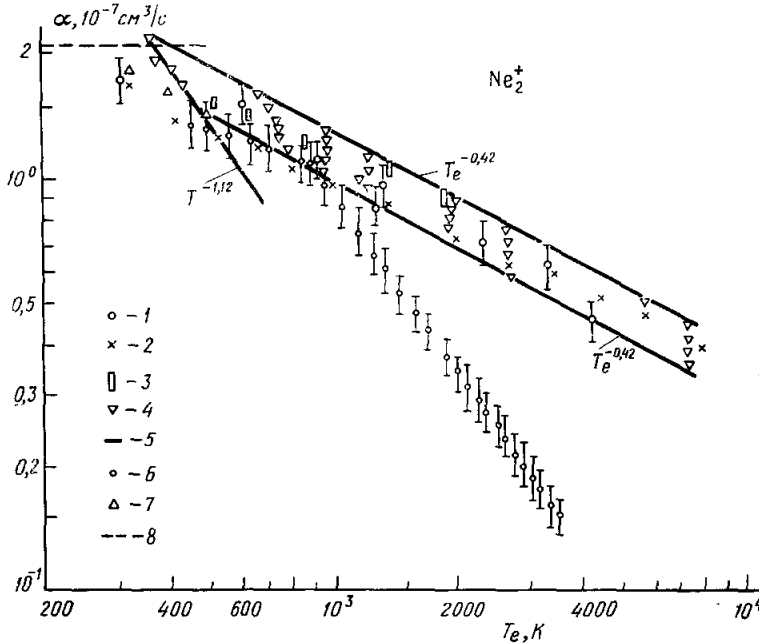


Рис. 10. Температурная зависимость коэффициента д. р. молекулярного иона Ne_2^+ . $T = T_1 = 300$ К: 1 — по 12, 2 — 9, 3 — 10, 4 — 17, 5 — 17; $T = T_e = T_1$: 6 — по 13, 7 — 11, 8 — 7.

Как видно из представленных данных, результаты измерений температурной зависимости коэффициента д. р. существенно зависят от условий

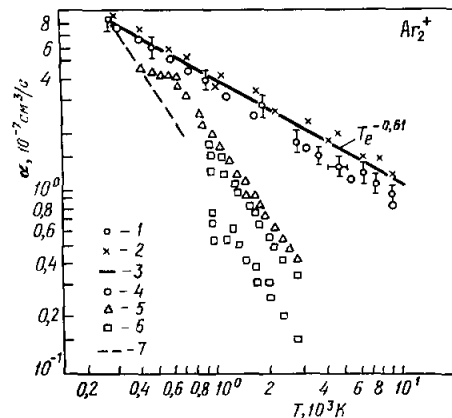


Рис. 11. Температурная зависимость коэффициента д. р. молекулярного иона Ar_2^+ . $T = T_1 = 300$ К: 1 — по 22, 2 — 27, 3 — 27, 4 — 28; $T_e = T = T_1$: 5 — по 13, 6 — 28, 7 — 28.

эксперимента. Так, в случае, когда измерения проводились в неравновесных условиях, при которых температура газа оставалась на уровне комнатной, а температура электронов варьировалась в широком диапазоне, величина γ_e близка к 0,5 ($\alpha \sim T_e^{-0,5}$). Это хорошо согласуется с изло-

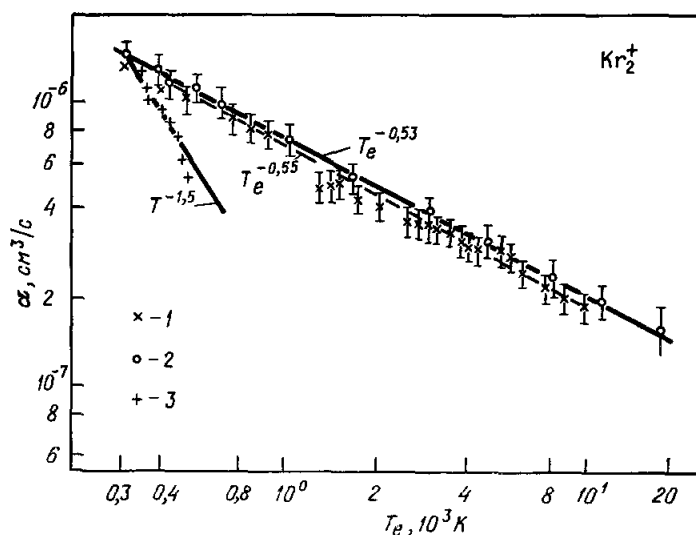


Рис. 12. Температурная зависимость коэффициента д. р. молекулярного иона Kr_2^+ . $T_1 = T = 300 \text{ K}$: 1 — по ³⁶, 2 — ³⁴; $T_1 = T = T_e$: 3 — по ³⁴.

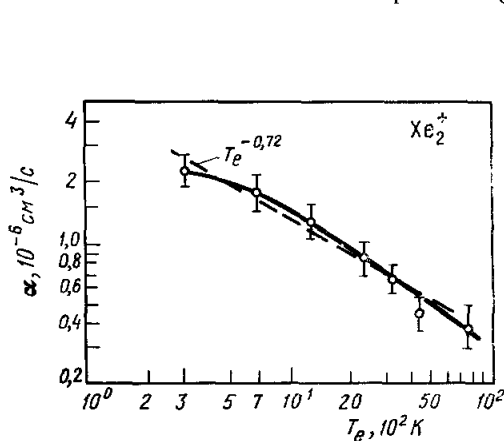


Рис. 13. Температурная зависимость коэффициента д. р. молекулярного иона Xe_2^+ ³⁶.

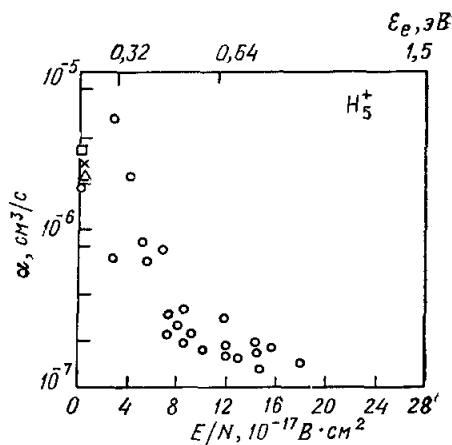


Рис. 14. Зависимость коэффициента д. р. молекулярного иона H_5^+ от отношения E/N и средней энергии электронов в водороде в электрическом поле ¹¹⁰.

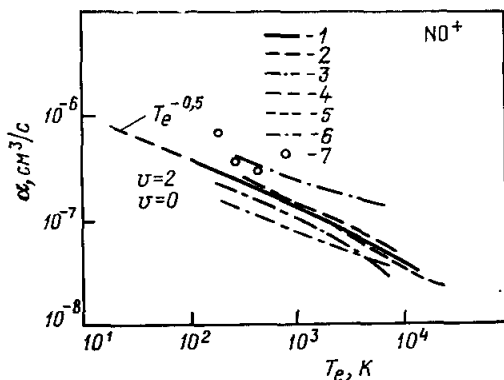


Рис. 15. Зависимость коэффициента д. р. молекулярного иона NO^+ от температуры электронов.

1 — по ⁴⁸ (расчет по измеренному сечению); 2 — ⁴⁸ (расчет по аппроксимации измеренного сечения); 3 — ⁵² (эксперимент); 4 — ¹¹³ (расчет); 5 — ⁶³ (расчет по измеренному сечению); 6 — ⁶⁶ (расчет); 7 — ⁶⁶ (эксперимент).

женными выше результатами измерений зависимости сечения процесса от энергии электрона, согласно которым для большинства исследованных систем в широком диапазоне измерения энергий электрона указанная

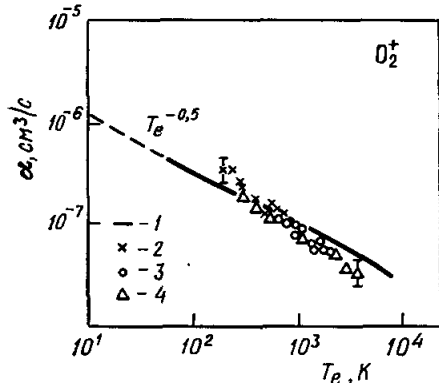


Рис. 16. Зависимость коэффициента д. р. молекулярного иона O_2^+ от температуры электронов

1 — по ⁴⁸ (расчет по измеренному сечению); 2 — ⁴⁴; 3 — ⁴⁶; 4 — ⁴⁸.

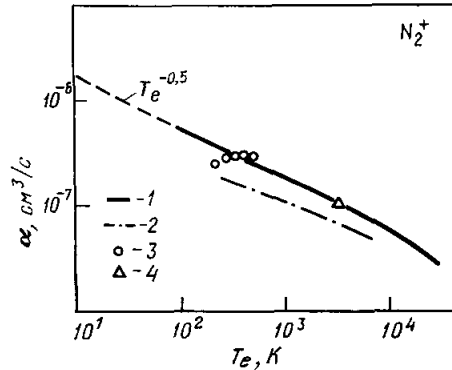


Рис. 17. Зависимость коэффициента д. р. молекулярного иона N_2^+ от температуры электронов.

1 — по ⁴⁸ (расчет по измеренному сечению); 2 — ⁴⁸ (эксперимент); 3 — ⁴⁶; 4 — ⁴⁴.

зависимость близка к обратно пропорциональному закону $\sigma \sim 1/\epsilon$. Используя эту зависимость, легко получить для коэффициента д. р.

$$\alpha = \langle \sigma v \rangle \sim T_e^{-0.5}. \quad (12)$$

5. ДИССОЦИАТИВНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ С УЧАСТИЕМ СЛОЖНОГО ИОНА

По мере возрастания сложности иона значение коэффициента д. р. увеличивается. Характерное значение коэффициента диссоциативной рекомбинации электронов и кластерных ионов при комнатной температуре порядка 10^{-6} см³/с, что примерно на порядок превышает характерное значение коэффициента диссоциативной рекомбинации с участием простых молекулярных ионов. Тем самым появление сложных и кластерных ионов в газе ускоряет распад плазмы.

Экспериментальная методика измерения коэффициента д. р. с участием кластерного иона основана на исследовании распада слабоионизованной плазмы в послесвечении. Она использует ту же микроволновую технику нагрева электронов, что и в случае простых ионов (см. гл. 3). Разница состоит в том, что обычно процесс рекомбинации проходит с участием нескольких сортов кластерных ионов. Поэтому исследование проводится при постоянной температуре газа, что обеспечивает сохранение концентрации отдельных сортов кластерных ионов в процессе распада плазмы. Концентрация кластерных ионов разного сорта при соответствующих температуре и давлении газа определяется по известным значениям констант равновесия для кластерных ионов. Совокупность измерений при разных условиях позволяет восстановить коэффициент д. р. с участием кластерного иона данного сорта как функцию электронной температуры.

При наличии сложных и кластерных ионов процесс д. р. может идти по многим каналам. Это обстоятельство может быть положено в основу простых моделей ^{3, 113, 114}, описывающих этот процесс. Далее мы рассмотрим эти модели диссоциативной рекомбинации и на их основе проанализируем результаты существующих экспериментов.

В первой из моделей, рассматривая электрон как классическую частицу, введем эффективный радиус рекомбинации R_0 . Попадая внутрь сферы радиуса R_0 , окружающей сложный ион, электрон рекомбинирует с вероятностью ζ . Сечение такого процесса, представляющее собой умноженное на ζ сечение попадания электрона внутрь сферы R_0 при взаимодействии с центром по кулоновскому закону, равно¹¹⁵

$$\sigma_{\text{рек}} = \zeta \frac{\pi R_0 e^2}{\varepsilon}, \quad \varepsilon \ll \frac{e^2}{R_0}, \quad (13)$$

где ε — энергия налетающего электрона. Это дает для коэффициента диссоциативной рекомбинации при максвелловском распределении электронов по скоростям:

$$\alpha = \langle \nu \sigma_{\text{рек}} \rangle = \frac{2 \sqrt{2\pi}}{\sqrt{m T_e}} \zeta R_0 e^2, \quad (14)$$

где m — масса электрона, T_e — температура электронов.

Другая модель учитывает, что д. р. протекает через образование автоионизационных состояний электрона и иона. Она использует наличие большого числа каналов рекомбинации, что сглаживает характеристики этого процесса. Согласно формуле Брейта — Вигнера, сечение рекомбинации в данном случае равно

$$\sigma_{\text{рек}} = \frac{2\pi\hbar^2}{m\varepsilon} n(\varepsilon), \quad n(\varepsilon) = \sum_k \Gamma_k f_k; \quad (15)$$

здесь Γ_k — ширина k -го автоионизационного уровня, $f_k(\varepsilon_k) d\varepsilon_k$ — вероятность такой конфигурации ядер в кластерном ионе, при которой энергия автоионизационного уровня лежит в интервале от ε_k до $\varepsilon_k + d\varepsilon_k$. Предположение, использованное в рамках данной модели, связано с плавной зависимостью $n(\varepsilon)$. Это имеет место, если автоионизационный уровень сильно размывается за счет движения ядер или если число автоионизационных состояний велико.

Как видно, для $n = \text{const}$ обе модели дают одинаковую зависимость сечения рекомбинации от энергии налетающего электрона (величина $(R_0/a_0)\zeta$ в первой модели эквивалентна величине $2n$ во второй; $a_0 = \hbar^2/me^2$ — радиус Бора). Тем самым соображение о большом числе каналов процесса, использованное в разных моделях, приводит к одинаковому результату. Это обстоятельство повышает ценность представленных подходов.

Формулу (14) для коэффициента рекомбинации с использованием параметра второй модели удобно записать в виде

$$\alpha = 2 \cdot 10^{-6} n \sqrt{\frac{300}{T_e}}, \quad (16)$$

где α выражено в $\text{см}^3/\text{с}$, а температура электронов T_e — в градусах. Поскольку $n \sim 1$, значение коэффициента рекомбинации с участием сложного иона при тепловых энергиях $\alpha \sim 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$.

В табл. IV даны значения параметров n , восстановленные из экспериментальных значений коэффициента рекомбинации по формуле (16). Экспериментальные данные относятся к комнатной температуре, в противном случае температура, при которой выполнены измерения, указана в скобках. Статистическая обработка данных табл. IV после исключения из рассмотрения иона H_3^+ , который вряд ли может считаться сложным, дает для среднего значения параметра n :

$$\bar{n} = 1,4 \pm 0,5. \quad (17)$$

Т а б л и ц а IV

Коэффициент рекомбинации электрона и кластерного иона

Кластерный ион	Коэффициент рекомбинации, 10^{-6} м ³ /с	n	Литература
O ₄ ⁺	2,0 (200 K)	0,8	44, 116
N ₄ ⁺	1,6	0,8	14, 51, 149
NO ⁺ ·NO	1,7	0,8	59
He ₃ ⁺	3,4 (80 K)	0,9	117
H ₃ ⁺	0,23	0,12 *)	88
CO ⁺ ·CO	1,3	0,65	118
H ₅ ⁺	3,6 (205 K)	1,5	88
NH ₄ ⁺	1,6	0,8	101, 91
Na ⁺ ·O ₂	5	2,5	119
Na ⁺ ·CO ₂	5	2,5 **)	119
H ₃ O ⁺	1,2	0,6	120, 121
CO ⁺ ·(CO) ₂	1,9	1,0	118
H ₃ O ⁺ ·H ₂ O	2,4	1,2	120, 122
H ₃ O ⁺ ·(H ₂ O) ₂	3,4	1,7	120, 122
H ₃ O ⁺ ·(H ₂ O) ₃	3,6	1,8	120, 122
H ₃ O ⁺ ·(H ₂ O) ₄	6 (205 K)	2,5	120
H ₃ O ⁺ ·(H ₂ O) ₅	10 (205 K)	4,1	120
NH ₄ ⁺ ·NH ₃	2,8	1,4	91
NH ₄ ⁺ ·(NH ₃) ₂	2,7	1,4	91
NH ₄ ⁺ ·(NH ₃) ₃	3 (200 K)	1,2	91
NH ₄ ⁺ ·(NH ₃) ₄	3 (200 K)	1,2	91

*) Пучковые измерения⁸⁸ для энергии электрона 0,38 эВ дают $n = 0,19$.

**) Пучковые измерения⁹² дают $n = 1,2$.

В табл. V представлены параметры зависимости сечения д. р. кластерных ионов от электронной энергии или коэффициента д. р. от электронной температуры. Как видно, пучковые измерения приводят либо к зависимости (13), либо к более резкой *). Однако измерения в распадающейся плазме, выполненные для более сложных ионов, свидетельствуют об отсутствии зависимости коэффициента диссоциативной рекомбинации от температуры, т. е. о более плавной зависимости сечения рекомбинации от электронной энергии. Указанное противоречие можно объяснить, если предположить непрямой механизм рекомбинации включенных в таблицу сложных кластерных ионов⁷⁶. Для медленного электрона сечение возбуждения внутренних степеней свободы кластерного иона пропорционально $1/v$ (v — скорость электрона). Если считать, что такой переход приводит к захвату электрона на автоионизационный уровень и последующий распад автоионизационного состояния сопровождается диссоциацией, то при рассматриваемом механизме коэффициент д. р. не зависит от температуры.

Заключая представленный анализ, мы можем утверждать, что рассмотренные модели в среднем дают правильное представление о процессе.

*) Отметим, что пучковые измерения⁹² дают зависимость $\sigma_{\text{рек}} = 1/\epsilon$ для целого ряда сложных ионов, если электронная энергия достаточно мала ($\epsilon \leq 10^{-1}$ эВ).

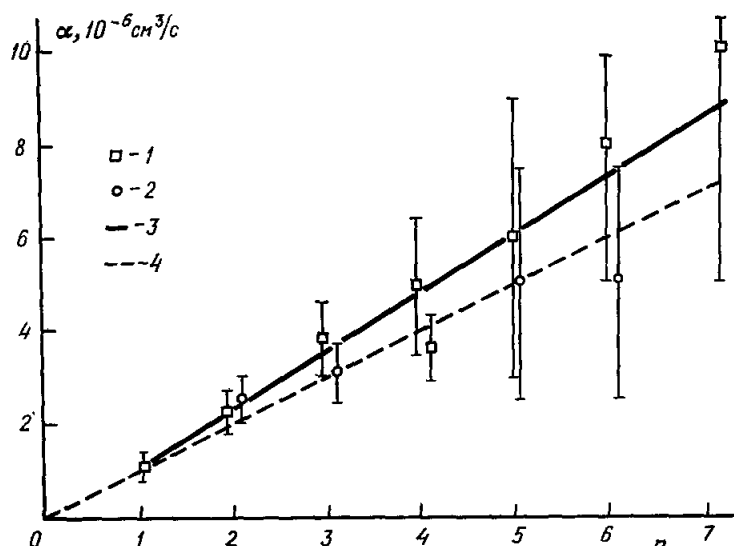


Рис. 18. Зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации электрона и кластерных ионов $H^+(H_2O)_n$ от числа содержащихся молекул. Эксперимент: 1 — по ¹²⁰; 2 — ²¹; 3 — формула Ботчера ¹²²; $\alpha_n = \alpha_1 (1,3n - 0,3)$; 4 — $\alpha_n = \alpha_1 n$ (α_1 — коэффициент рекомбинации для иона $H^+(H_2O)_1$).

Таблица V

Зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации α от температуры электронов T_e или сечения диссоциативной рекомбинации $\sigma_{рек}$ от энергии электронов ε в случае кластерных ионов

Кластерный ион	$-\frac{d \ln \alpha}{d \ln T_e}$	$-\frac{d \ln \sigma_{рек}}{d \ln \varepsilon}$	Интервал электронных температур, К	Интервал энергий электрона, эВ	Литература
He_3^+	1—1,6	—	80—250, $T = 80$ К	—	117
N_4^+	0,8—1,2*)	—	290—650	—	123
	0,41	—	300—5600	—	149
$CO^+ \cdot CO$	0,34	—	300—5000	—	116
H_3O^+	0,4—0,7**)	—	300—10 000	—	124
	—	2,9	—	0,38—0,410	
	—	0,79	—	0,410—0,42	92
	—	2,9	—	0,42—1,15	
D_3O^+	0,4—0,7**)	—	300—10 000	—	124
NH_4^+	1,0±0,3*)	—	200—410	—	101
	—	1,40	—	0,05—0,3	80
	—	3,43	—	0,3—2,0	80
$CO^+ \cdot (CO)_2$	0,33	—	200—5000	—	118
$H_3O^+ \cdot (H_2O)_2$	0,08***)	—	300—8000	—	91
$NH_4^+ \cdot NH_3$	0,147	—	300—3000	—	101
$H_3O^+ \cdot (H_2O)_2$	0,08***)	—	300—8000	—	91
$NH_4^+ \cdot (NH_3)_2$	0,050	—	300—3000	—	101
$H_3O^+ \cdot (H_3O)_3$	0,00***)	—	300—3000	—	91

*) Температура электронов совпадает с температурой газа.

**) Температура ионов изменяется в интервале 800—3500 К, величина γ_e растет с температурой ионов.

***) Температура ионов и газа постоянна и составляет 300—400 К.

Формулы (13), (15) позволяют сделать надежную оценку величины коэффициента д. р. электрона и сложного иона.

Рассмотрим зависимость коэффициента д. р. электрона и кластерного иона от числа молекул, находящихся в кластерном ионе. Если считать, что число каналов, по которым происходит рекомбинация (т. е. число автоионизационных состояний) электрона и кластерного иона, пропорционально числу молекул в этом ионе, то коэффициент рекомбинации будет пропорционален числу молекул в ионе. На рис. 18 представлена зависимость коэффициента рекомбинации электронов и кластерных ионов $H_3O^+ \cdot (H_2O)_n$ от числа молекул в ионе. Экспериментальные результаты ³⁴ получены методом исследования послесвечения распадающейся плазмы, теоретическая формула ⁴⁴ использует указанные соображения.

6. РЕКОМБИНАЦИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНО ВОЗБУЖДЕННЫХ ИОНОВ И ПРОДУКТЫ ДИССОЦИАТИВНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ

Обсудим зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации от колебательной температуры ионов. Из общих соображений следует, что эта зависимость может быть разной. Если распад идет через автоионизационное состояние 1 (рис. 19), терм которого пересекается с термом молекулярного иона вблизи дна ямы, то колебательное возбуждение

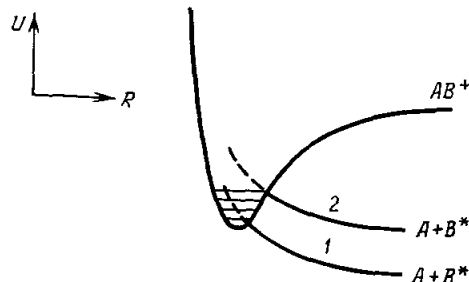


Рис. 19. Положение термов молекулярного иона и молекулы при диссоциативной рекомбинации.

молекулярного иона приводит к некоторому уменьшению коэффициента диссоциативной рекомбинации. Если рекомбинация протекает через образование автоионизационного состояния 2, то из колебательно возбужденного состояния иона она интенсивнее, чем из основного состояния.

Некоторую информацию о влиянии колебательного возбуждения на величину коэффициента диссоциативной рекомбинации может дать его зависимость от температуры газа (см. табл. III). Действительно, зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации от температуры газа может быть связана только с колебательным возбуждением газа. Анализ данных табл. III дает, что для молекулярных ионов инертного газа, за исключением гелия, пересечение терма молекулярного иона с автоионизационным термом происходит вблизи дна ямы и коэффициент рекомбинации падает с ростом колебательного возбуждения.

Будем считать, что влияние газовой температуры сводится к образованию колебательно возбужденных молекулярных ионов, которые рекомбинируют с другой эффективностью. С учетом этого суммарный коэффициент рекомбинации можно представить в виде ¹²⁶

$$\alpha = (1 - X) \sum_v \alpha_v \left(\frac{300}{T_e} \right)^{v_e} X^v, \quad (18)$$

$$X = \exp \left(- \frac{\hbar \omega}{T_v} \right),$$

где T_v — температура, отвечающая колебательным уровням иона, $\hbar\omega$ — энергия колебательного кванта, α_v — коэффициент рекомбинации молекулярного иона с заданного колебательного уровня, T_e — электронная температура. При невысоких колебательных температурах основной вклад вносят первые колебательные уровни. В связи с этим можно ввести аппроксимацию $\alpha_v/\alpha_0 = (\alpha_1/\alpha_0)^v$, учитывая, что высокие уровни входят в данную формулу с малым весом. Далее, считая, что показатель γ_v не зависит от колебательного уровня, приведем формулу (18) к виду ⁷⁰

$$\alpha = \frac{1-X}{1-(\alpha_1/\alpha_0)X} \alpha_0! \left(\frac{300}{T_e} \right)^\gamma. \quad (19)$$

Использование этой формулы при обработке экспериментальной зависимости коэффициента диссоциативной рекомбинации от колебательной температуры позволяет восстановить коэффициент рекомбинации для колебательно возбужденного иона. Результаты такой процедуры, выполненной в работе ¹²⁶, представлены в табл. VI. Как видно, в рас-

Таблица VI

Параметры коэффициента диссоциативной рекомбинации с участием молекулярных ионов инертного газа ¹²⁶

Ион	Ne ₂ ⁺	Ar ₂ ⁺	Kr ₂ ⁺
$\alpha_0, 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$	1,8	10,4	24
$\alpha_1, 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$	0,50	3,2	8,9
γ	0,43	0,67	0,55

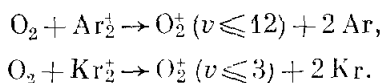
смотренных случаях коэффициент диссоциативной рекомбинации резко падает с ростом колебательного возбуждения.

В последние годы разработана методика, позволяющая измерять населенность колебательных уровней молекулярного иона ^{127, 128}. Она основана на электронном возбуждении молекулярного иона с помощью перестраиваемого лазера. По интенсивности флуоресценции электронно возбужденного состояния иона восстанавливается относительная заселенность молекулярных ионов в разных колебательных состояниях и ее зависимость от времени. В конечном счете это позволяет определить спад плотности ионов в соответствующем колебательном состоянии от времени. В условиях эксперимента колебательная релаксация несущественна, так как переходы между колебательными состояниями иона в результате соударений с нейтральными частицами газа отсутствуют. Если считать, что эти переходы не вызываются электронами, то измеренные зависимости для плотности молекулярных ионов в данном колебательном состоянии от времени позволяют восстановить коэффициент диссоциативной рекомбинации для разных колебательных состояний иона.

Указанная процедура была выполнена в работах ^{127, 128} для ионов N₂⁺. В условиях эксперимента колебательная температура ионов составляла 1543 K, температура электронов и вращательная температура ионов практически совпадали с комнатной. Измерения отвечают слабой зависимости коэффициента диссоциативной рекомбинации от колебательной температуры ионов. Коэффициент диссоциативной рекомбинации для основного колебательного состояния $v = 0$ составил $\alpha = 2,15 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, для $v = 1$ $\alpha = 2,42 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ и для $v = 2$ $\alpha = 2,70 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$. Отметим, что если бы тушение колебательных возбуждений иона проходило интенсивней

рекомбинации, то восстановленный указанным способом коэффициент рекомбинации для колебательно возбужденного иона значительно превышает бы эту величину для невозбужденного иона.

Колебательное возбуждение иона открывает новые каналы диссоциативной рекомбинации. Это было экспериментально установлено при исследовании квантового выхода возбужденных атомов кислорода $O(^1S)$ в случае диссоциативной рекомбинации молекулярного иона O_2^+ . В работе ¹²⁹ ионы O_2^+ в зависимости от используемой смеси получались двумя способами:



В первом случае квантовый выход метастабильных атомов кислорода $O(^1S)$ составил 10 %, во втором — 2 %. Эти исследования позволили устранить противоречия между двумя группами ранее выполненных измерений ¹³⁰. Одна из них включала в себя лабораторные измерения ¹³¹, а также исследования свечения дневной атмосферы и полярного сияния ^{132, 133} на длине волны 5577 Å, отвечающей переходу $O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu$. Согласно этим исследованиям квантовый выход метастабильного атома кислорода $O(^1S)$ при рекомбинации O_2^+ составлял 8—10 %. Другая группа измерений ^{135–139} относилась главным образом к исследованию свечения ночной и дневной атмосферы и давала квантовый выход $O(^1S)$ в пределах 2—5 %. Анализ колебательного состояния O_2^+ для этих случаев ¹³⁰ показал, что в первом из них степень колебательного возбуждения молекулярных ионов O_2^+ относительно высока, во втором — невысока.

Образование возбужденных состояний атомов при диссоциативной рекомбинации электронов и молекулярных ионов представляет интерес как способ переработки энергии ионизованных частиц в энергию фотонов при высвечивании возбужденных атомов — продуктов диссоциативной рекомбинации. Так, диссоциативная рекомбинация ответственна за свечение ионосферы на запрещенных линиях атомарного азота и кислорода. При диссоциативной рекомбинации NO^+ квантовый выход метастабильного атома азота $N(^2P)$ близок к единице ^{139–141} и согласно ¹⁴¹ составляет $0,76 \pm 0,06$; квантовый выход метастабильного атома кислорода $O(^1S)$ в этом процессе равен $0,6 \pm 0,2$ ¹⁴².

Отдельный цикл исследований посвящен послесвечению возбужденных атомов инертных газов, образованных при диссоциативной рекомбинации с участием молекулярных ионов инертных газов ^{27, 35, 36, 100}. Изучение спектра свечения атомов, образующихся при диссоциативной рекомбинации в неоне ¹⁰⁰, аргоне ²⁷, криптоне ³⁵ и ксеноне ³⁶, качественно приводит к одинаковым результатам. Именно продукты диссоциативной рекомбинации при тепловой энергии электронов отвечают группе уровней, которым соответствует состояние возбужденного электрона np . Значение главного квантового числа n для наиболее интенсивных наблюдаемых линий на единицу превышает главное квантовое число невозбужденного электрона. По мере повышения электронной температуры число наблюдаемых спектральных линий возрастает, т. е. диссоциативная рекомбинация приводит к образованию возбужденных атомов и с более высокой энергией возбуждения. В качестве демонстрации этого факта на рис. 20 приведена диаграмма возбужденных уровней атома ксенона — продуктов диссоциативной рекомбинации Xe_2^+ и электрона при разных электронных температурах.

Отдельная проблема связана с сортом образующихся атомов и молекул при диссоциативной рекомбинации сложных и кластерных ионов. В на-

стоящее время исследование этой проблемы находится на начальной стадии. В работе ¹⁶⁸ разработана статистическая теория диссоциативной рекомбинации сложных ионов. Эта теория используется для расчета

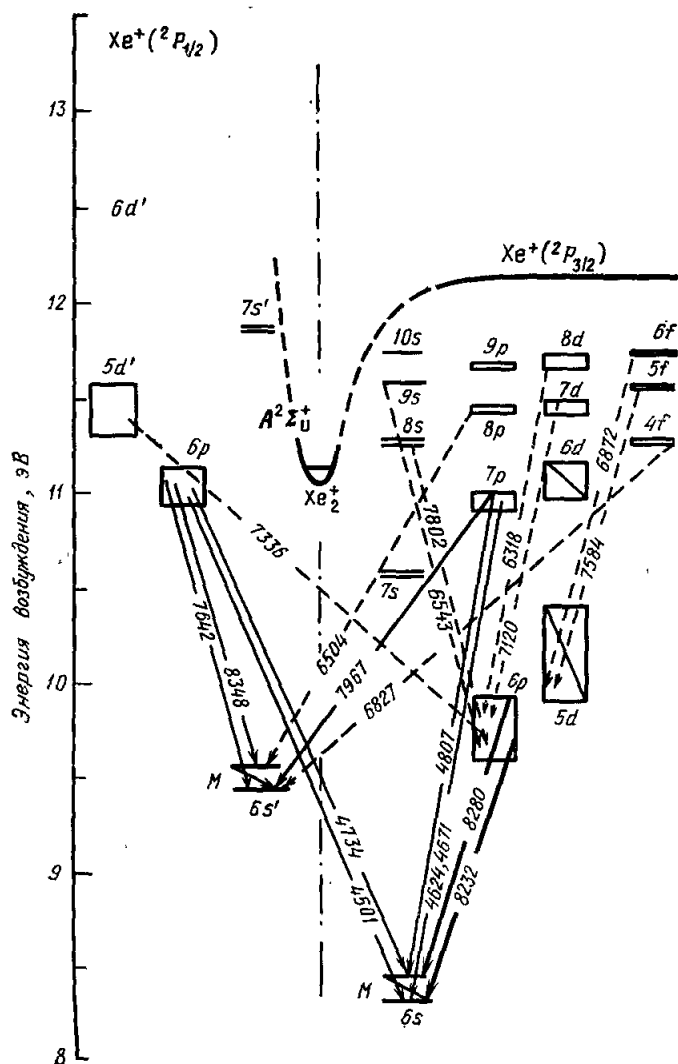


Рис. 20. Диаграмма уровней энергии ксенона, принимающих участие в диссоциативной рекомбинации Xe_2^+ и электрона ³⁸.

Сплошные линии отвечают излучательным переходам, наблюдающимся при $T_e = 300$ К. Штриховыми линиями отмечены переходы, которые добавляются при $T_e = 8000$ К. Температура ионов и температура газа 300 К. Диагональными линиями отмечены уровни, переходы из которых не могли наблюдаться при использованной аппаратуре.

распределения по продуктам д. р. молекулярных ионов HCN^+ , H_3O^+ , CH_3^+ и NH_4^+ при низких температурах. Такая информация представляет интерес для химии межзвездных облаков.

7. ДИССОЦИАТИВНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В СЛАБОИОНИЗОВАННОМ ГАЗЕ

Диссоциативная рекомбинация электронов и ионов как наиболее быстрый процесс рекомбинации в объеме часто определяет параметры слабоионизованной плазмы и явления, которые в ней протекают. Продемонстрируем это на ряде примеров.

Важную роль играет д. р. в балансе заряженных частиц в ионосфере Земли. Исследования, проводимые в этой области, привели к открытию и самого процесса диссоциативной рекомбинации. Анализ процесса фоторекомбинации¹⁴³ в ионосфере Земли показал, что этот процесс не в состоянии обеспечить наблюдаемую скорость исчезновения зарядов в ионосфере *). Дальнейший анализ этих явлений и привел к формулировке механизма диссоциативной рекомбинации¹⁴⁴ и экспериментальному ее обнаружению¹⁴⁵.

Оценим плотность электронов и ионов в ионосфере Земли (E - и F -слои ионосферы), учитывая, что образование заряженных частиц связано с фотоионизацией атомов и молекул под действием ультрафиолетового излучения Солнца, а их разрушение определяется диссоциативной рекомбинацией. Для оценки масштаба плотности электронов будем считать, что процесс фотоионизации и рекомбинации происходит в слое толщиной ≈ 100 км. При этом поток фотонов, поглощение которых приводит к ионизации атомов кислорода, а также молекул азота, кислорода и окислов азота, составляет $j_{\phi} \sim 3 \cdot 10^{10}$ см⁻²с⁻¹. Отсюда из уравнения баланса $j_{\phi}/L \sim \alpha N_e^2$ находим, что плотность электронов в рассматриваемой области ионосферы порядка $N_e \sim 10^6$ см⁻³.

Эта оценка дает правильный порядок плотности электронов в ионосфере Земли, однако она груба, ибо не учитывает детальный характер протекающих процессов. На самом деле существенно, что в фотоионизации участвуют атомы и молекулы разных сортов, так что каждый из них поглощает определенную часть спектра солнечного излучения и ответствен за фотоионизацию на определенных высотах. Если бы мы имели дело с монохроматическим излучением и одним сортом ионизируемых частиц, то поглощение и фотоионизация проходили бы в слое толщиной $L \sim 10$ км, ибо именно на таком расстоянии заметно меняется плотность атмосферы. Из-за наличия нескольких сортов ионизируемых частиц и монохроматичности излучения толщина слоя, в котором происходит фотоионизация, оказывается на порядок больше. Но излучение с данной длиной волны поглощается в слое толщиной $L \sim 10$ км, причем высота этого слоя определяется соотношением $N\sigma_{\phi} \cdot L \sim 1$, где σ_{ϕ} — сечение фотоионизации за счет этих фотонов, N — плотность частиц, которые наиболее эффективно поглощают излучение на данной длине волны. Это соотношение отвечает условию, что длина пробега фотона порядка размера, на котором меняется плотность атмосферы.

Наряду с указанным фактом важную роль в формировании ионосферы играют ион-молекулярные реакции, приводящие к превращению атомарного иона O^+ в молекулярные NO^+ и O_2^+ , которые эффективно рекомбинируют с электроном. Далее, при этом существенно образование атомных и молекулярных ионов в возбужденных состояниях, перенос ионов вниз в F -слоях ионосферы, изменение температуры с высотой атмосферы. Эти факторы вместе с характеристиками солнечного излучения, в том числе с зенитным углом Солнца, влияют на плотность электронов в ионосфере, их распределение по высоте и распределение сортов ионов по

) Коэффициент фоторекомбинации $e + O^+ \rightarrow O + h\nu^$ при тепловых энергиях электрона составляет $5 \cdot 10^{-12}$ см³/с, что на несколько порядков ниже значения коэффициента диссоциативной рекомбинации.

высоте. Поскольку информация об основных процессах известна, параметры распределения заряженных частиц в ионосфере могут быть надежно рассчитаны (см., например, ¹⁴⁵⁻¹⁴⁸). Более того, измерения в ионосфере используются для установления параметров элементарных процессов, например вклада каналов диссоциативной рекомбинации ¹⁴⁹, ион-молекулярных реакций ^{150,151}.

Характерное время рекомбинации электронов и ионов в дневной атмосфере $(\alpha N_e)^{-1} \sim 10^2$ с. Отсюда следует, что плотность заряженных частиц в ионосфере ночью, когда отсутствует поток ионизирующего излучения Солнца, значительно ниже, чем днем. Эта величина может быть оценена из уравнения баланса электронов $dN_e/dt = -\alpha N_e^2$, откуда следует, что характерная плотность электронов в ночной ионосфере $N_e \sim (\alpha t_n)^{-1} \sim 10^3$ см⁻³, где $t_n \sim 10^4$ с — длительность ночи. Эта оценка объясняет наблюдаемый порядок плотности электронов в ночной ионосфере, хотя внимательный анализ ^{152, 153} показывает, что заметный вклад в формирование ночной ионосферы вносит фотоионизирующее излучение звезд.

Другой пример ситуации, в которой процесс д. р. оказывает существенное влияние на характер макроскопического поведения слабоионизованного газа, относится к явлению сжатия положительного столба газового разряда. Это явление возникает при превышении некоторого значения тока или давления газа в разряде и состоит в резком уменьшении поперечного размера области, занимаемой электронами, — при сжатии разряд резко отходит от стенок и продолжает гореть в виде яркой светящейся нити. Как установлено в результате многолетних экспериментальных и теоретических исследований ^{157,158}, наиболее общий механизм сжатия состоит в следующем. При достаточно больших удельных энерговкладах возникает радиальная температурная неоднородность разряда, которая в силу резкой зависимости константы скорости ионизации молекул газа электронным ударом от отношения напряженности электрического поля к плотности газа приводит к тому, что интенсивное образование свободных электронов происходит в узкой приосевой области разрядной трубки. Сжатие возникает в том случае, если свободные электроны, образующиеся вблизи оси трубки, рекомбинируют в объеме, не успев дойти до стенок трубки. При этом характерный размер области r_e , заполненной электронами, оценивается как расстояние, которое преодолевает электрон в процессе диффузии за характерное время рекомбинации $\tau_{рек} \sim 1/\alpha_{рек} N_e$:

$$r_e \sim \sqrt{D_a \tau_{рек}} \sim \sqrt{\frac{D_a}{\alpha_{рек} \bar{N}_e}}; \quad (20)$$

здесь \bar{N}_e — характерное значение плотности электронов в разряде, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии.

Как видно, величина $r_e \ll R_0$ (радиуса разрядной трубки) при условии

$$\frac{D_a}{R_0^2} \ll \alpha_{рек} \bar{N}_e, \quad (21)$$

которое и является наряду с требованием резкой радиальной зависимости константы скорости ионизации молекул электронным ударом необходимым условием возникновения сжатия.

В газоразрядной плазме практически единственным процессом объемной нейтрализации заряженных частиц, способным конкурировать с процессом диффузии, является диссоциативная рекомбинация электронов и молекулярных ионов. В разряде молекулярного газа, где основным сортом ионов, как правило, являются молекулярные ионы, условие (21)

выполняется в широкой области изменения параметров разряда, поэтому в качестве основного условия сжатия выступает требование радиальной температурной неоднородности¹⁵⁵. В разряде инертного газа молекулярные ионы преобладают при высоких давлениях (десятки мм рт. ст. и выше) и относительно низких температурах газа (не выше 1000 К), поэтому в данном случае область контрагированного разряда ограничена как со стороны малых, так и со стороны больших токов^{154, 159}.

Процесс д. р. играет важную роль в физике газовых лазеров. На возможности использования данного процесса для создания ультрафиолетовых лазеров указывалось в работах^{160, 161}. Эти возможности реализованы в течение последних нескольких лет, в результате разработки эксимерных лазеров. Так, в лазерах, работающих на переходах между возбужденным и основным, отталкивательным термом димеров инертных газов (Ar_2 , Kr_2 , Xe_2), этот процесс лежит в основе механизма создания инверсной населенности¹⁶²⁻¹⁶⁴. Лазер возбуждается в результате прохождения мощного электронного пучка в плотном инертном газе. Основная часть энергии пучка расходуется на ионизацию атомов и образование свободных электронов. Последующие процессы



(R — атом инертного газа), протекающие с очень высокой скоростью, приводят к эффективному образованию возбужденных атомов инертного газа R^* . При высоком давлении газа (больше атмосферного) происходит эффективное образование эксимерных молекул R_2^* :



излучение которых и приводит к возникновению генерации.

В случае, если в описанной выше ситуации к инертному газу добавлено некоторое количество галогидосодержащего газа (например, F_2 или Cl_2), наряду с процессом (24) возможно протекание химической реакции¹⁶⁴



в результате которой образуются эксимерные молекулы типа RX^* (X — атом галогена). Излучение этих молекул, соответствующее ультрафиолетовой области спектра, также может быть использовано для создания лазера. Эксимерные лазеры, работающие на переходах димеров или галогенидов инертных газов, являются уникальными источниками когерентного ультрафиолетового излучения, обладающими высокими энергетическими характеристиками.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последнее десятилетие достигнут существенный прогресс в понимании деталей процесса диссоциативной рекомбинации. В большой степени указанный прогресс связан с созданием пучковой экспериментальной техники, позволяющей проводить измерения сечения диссоциативной рекомбинации. Немалую роль сыграли в этом плане исследования верхней атмосферы Земли, а также развитие эксимерных лазеров и других прикладных направлений физики слабоионизованной плазмы. Эти исследования требуют детальной информации о процессе диссоциативной рекомбинации, и частично сами предоставляют такие данные. Все это вместе с современным развитием существовавших методов измерения коэффи-

циентов диссоциативной рекомбинации дало богатую количественную информацию о данном процессе, что инициировало появление описывающих его теоретических моделей. В целом все это дает современное представление о процессе диссоциативной рекомбинации, который интересен сам по себе и проявляет себя в различных явлениях в слабоионизованном газе. Дальнейшее использование современных методов исследования данного процесса расширит наше представление о нем.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме.— М.: Атомиздат, 1968. Гл. 10.
2. Елецкий А. В., Смирнов Б. М.— В кн. Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме/Под ред. Л. С. Полака— М.: Наука, 1974. С. 68.
3. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме.— М.: Атомиздат, 1974. Гл. 8.
4. Bardsley J. N., Biondi M. A.— In: Advances in Atomic and Molecular Physics./Ed. D. R. Bates, I. Esterman.— N.Y.: Academic Press, 1970.— V. 6, p. 1.
5. Persson K. B., Brown S. C.— Phys. Rev., 1955, v. 100, p. 729.
6. Biondi M. A., Brown S. C.— Ibid., 1949, v. 76, p. 1697.
7. Holt R. B. et al.— Ibid., 1950, v. 77, p. 239.
8. Connor T. R., Biondi M. A.— Ibid. Ser. A. 1965, v. 140, p. 778.
9. Frommhold L., Biondi M. A., Mehr F. J.— Ibid., 1968, v. 165, p. 44.
10. Hess W.— Zs. Naturforsch., 1965, Bd. 20a, S. 451.
11. Kasner W. H.— Phys. Rev., 1968, v. 167, p. 148.
12. Philbrick J., Mehr F. J., Biondi M. A.— Ibid., 1969, v. 181, p. 270.
13. Cunningham A. J., Hobson R. M.— Ibid., 1969, v. 185, p. 98.
14. Gray E. O., Kerr D. E.— Ann. of Phys., 1962, v. 17, p. 276.
15. Biondi M. A.— Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 1181.
16. Mehr F. J., Biondi M. A.— Bull. Am. Phys. Soc., 1968, v. 13, p. 199.
17. Mikuš O., Lukac P.— In: Proc. of 4th ESCAMPIG.— Essen, 1978.— Rept. C 37, p. 89.
18. Oskam H. J., Mittelstadt V. R.— Phys. Rev., 1963, v. 132, p. 1445.
19. Sexton M. C., Mulcahy M. J., Lennon J. J.— In: Proc. of 4th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases.— Upsala, 1959.
20. Takeda S.— J. Phys. Soc. Japan, 1958, v. 13, p. 112.
21. Lukac P.— In: Proc. of 9th Intern. Conference of Phenomena in Ionized Gases.— Bucharest, 1961.— P. 3.
22. Mehr F. J., Biondi M. A.— Phys. Rev., 1968, v. 176, p. 322.
23. Redfield A., Holt R. B.— Ibid., 1951, v. 82, p. 874.
24. Biondi M. A.— Ibid., 1951, v. 83, p. 1078.
25. Mentzoni M. H.— J. Appl. Phys., 1965, v. 36, p. 57.
26. Smith D. et al.— J. Phys. Ser. B, 1970, v. 3, p. 34.
27. Shiu Y. J., Biondi M. A.— Phys. Rev. Ser. A, 1978, v. 17, p. 868.
28. Fox J. N., Hobson R. M.— Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 161.
29. Lukac P., Mikuš O., Zabudla Z.— Цит. в ¹⁷ сб.— P. 90.
30. Попов Н. А., Афанасьев Е. А.— ЖЭТФ, 1959, т. 29, с. 846.
31. Richardson J. M.— Phys. Rev., 1951, v. 82, p. 318; 1952, v. 88, p. 895.
32. Sexton M. C., Craggs J. D.— J. Electr. and Contr., 1958, v. 4, p. 493.
33. Lennon J. J., Sexton M. C.— Ibid., 1959, v. 7, p. 123.
34. Mikuš O.— J. Phys. Ser. D., 1978, v. 11, p. L 39; Цит. в ¹⁷ сб.— P. 91.
35. Shiu Y. J., Biondi M. A.— Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 16, p. 1817; Bull. Am. Phys. Soc., 1978, v. 23, No. 2, Rept KB-6.
36. Shiu Y. J., Biondi M. A., Sipler D. P.— Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 15, p. 494.
37. Lukac P., Trnovce I., Mikuš O.— In: Proc. of 8th Intern. Conference on Physics of Electron and Atomic Collisions. Beograd, 1973.— P. 893.
38. Mentzoni M. H.— J. Appl. Phys., 1965, v. 36, p. 57.
39. Smith D., Goodall C. V.— Planet and Space Sci., 1968, v. 16, p. 1177.
40. Zipf E. C.— Bull. Am. Phys. Soc., 1970, v. 15, p. 418.
41. Kretschmer C. B., Petersen H. L.— J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 3209.

42. Gunton R. C.— Bull. Am. Phys. Soc., 1967, v. 12, p. 218.
43. Hirsch M. et al.— Ibid., 1966, v. 11, p. 495.
44. Kasner W. H., Biondi M. A.— Phys. Rev., 1968, v. 174, p. 139.
45. Анисимов А. И., Виноградов Н. И., Голант В. Е.— ЖТФ, 1963, т. 33, с. 1141.
46. Hasted J. B., Mahdavi M. R., Awad G. L.— In: Proc. of 7th Intern. Conference on Physics of Electron and Atomic Collisions.— Amsterdam, 1971. P. 999.
47. Holt E. H.— Bull. Am. Phys. Soc., 1959, v. 4, p. 112.
48. Mul P. M., McGowan J. W.— J. Phys. Ser. B, 1979, v. 12, p. 1591.
49. Mehr F. J., Biondi M. A.— Phys. Rev., 1969, v. 181, p. 264.
50. Cunningham A. J., Hobson R. M.— J. Phys. Ser. B, 1972, v. 5, p. 2320, 2328.
51. Kasner W. H., Biondi M. A.— Phys. Rev. Ser. A, 1965, v. 137A, p. 137.
52. Faire A. C., Champion K. S. W.— Ibid., 1959, v. 113, p. 1.
53. Kasner W. H., Rogers W. A., Biondi M. A.— Phys. Rev. Lett., 1961, v. 7, p. 321.
54. Gibbons J. J.— In: Abstracts of DASA Reaction Rate Conference.— Boulder, Colorado, 1961.
55. Kasner W. H.— Phys. Rev., 1967, v. 164, p. 194.
56. Zipf E. C.— Geophys. Res. Lett., 1980, v. 7, p. 645; Bull. Am. Phys. Soc., 1979, v. 24, No. 2.
57. Gunton R. C., Shaw T. M.— Phys. Rev., 1965, v. 140, p. 44.
58. Young R. A., St. John G.— Ibid., 1966, v. 152, p. 25.
59. Weller C. S., Biondi M. A.— Ibid., 1968, v. 172, p. 198.
60. Gunton R. C.— Bull. Am. Phys. Soc., 1970, v. 15, p. 418.
61. Kunkel W. B., Gardner A. L.— J. Chem. Phys., 1962, v. 37, p. 1785.
62. Huang C. M., Biondi M. A., Johnsen R.— Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 11, p. 901.
63. Walls C. S., Dunn G. H.— J. Geophys. Res., 1974, v. 79, p. 1911.
64. Mentzoni M. H., Donohoe J.— Phys. Lett. Ser. A, 1968, v. 26, p. 1911.
65. Weller C. S., Biondi M. A.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 59.
66. Нестерко Н. А., Тапан Э. Н.— ТБТ, 1972, т. 10, с. 961.
67. Cunningham A. J., Hobson R. M.— J. Phys. Ser. B, 1972, v. 4, p. 1773.
68. Dunn M. G., Lordi J. A.— AIAA J., 1970, v. 8, p. 339.
69. Cunningham A. J., Hobson R. M.— J. Phys. Ser. B, 1972, v. 5, p. 2328.
70. Dunn M. G., Lordi J. A.— AIAA J., 1970, v. 8, p. 614.
71. Gunton R. C.— Bull. Am. Phys. Soc., 1970, v. 15, p. 418.
72. Deloche R., Confalon A., Cheret M.— C. R. Ac. Sci., 1968, t. 267, p. 934.
73. Berlande J. et al.— Phys. Rev. Ser. A, 1970, v. 1, p. 887.
74. Johnson A. W., Gerardo J. B.— Ibid., 1972, v. 5, p. 1410; Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 1096.
75. Deloche R. et al.— Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 13, p. 1140.
76. Bates D. R.— Цит. в ⁴ сб.— 1979.— V. 15, p. 235.
77. Mikuš O., Lukac P.— In: Proc. of 4th ESCAMPIG.— Essen, 1978.— Rept. C30, p. 82.
78. Фуголь И. Я.— Автореферат докторской диссертации.— Харьков; ФТИНТ АН УССР, 1971.
79. Асиновский Э. И., Кириллин В. А.— В кн. Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова — М.: Атомиздат, 1978, Вып. 5, с. 66.
80. Du Bois R. D., Jeffrey J. B., Dunn G. H.— Phys. Rev., 1978, v. 17, p. 1314.
81. Auerbach D. et al.— J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. 3797.
82. McGowan J. M. et al., Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 373.
83. Vogler M. K., Dunn G. H.— Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 11, p. 1983.
84. Phaneuf R. A., Crandall D. H., Dunn G. H.— Ibid., p. 528.
85. Peart B., Dolder K. T.— J. Phys. Ser. B, 1974, v. 7, p. 236.
86. Bottcher C., Docken K.— Ibid., p. L5.
87. McGowan J. W., Caudano R., Keyser J.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1447.
88. Leu M. T., Biondi M. A., Johnsen R.— Phys. Rev. Ser. A, 1973, v. 8, p. 413.
89. Peart B., Dolder K. T.— J. Phys. Ser. B, 1974, v. 7, p. 1948.
90. Michels H. H. Air Force Cambridge Res. Lab. Rept. N3 AFCRL-TR-75-0509.— 1975.— (Цит. по ⁴⁸).
91. Huang C. M., Biondi M. A., Johnsen R.— Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 14, p. 984.
92. Нерпнер Р. А. et al.— Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 13, p. 1000.
93. Кулагин В. Д. ДАН СССР, 1976, т. 230, с. 1326.

94. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа — 2-е изд. — М.: Физматгиз, 1978.
95. Collins C. B., Hurt W. B. — *Phys. Rev.*, 1969, v. 177, p. 257.
96. Sauter G. F., Gerber R. A., Oskam H. J. — *Physica*, 1966, v. 32, p. 1921.
97. Born G. K. — *Phys. Rev.*, 1968, v. 169, p. 155.
98. Veatch G. E., Oskam H. J. — *Ibid. Ser. A*, 1970, v. 2, p. 1422.
99. Collins C. B., Hicks H. S., Wells W. E. — *Ibid.*, p. 797.
100. Frommhold L., Biondi M. A. — *Ibid.*, 1969, v. 185, p. 244.
101. Sauer M. C., Mulac W. A. — *J. Chem. Phys.*, 1971, v. 55, p. 1982.
102. Plumb I. C., Smith D., Adams N. G. — *J. Phys. Ser. B*, 1972, v. 4, p. 1762.
103. Железняк М. Б. — *ТБТ*, 1973, т. 11, с. 422.
104. Fox J. N., McLaren T. I., Hobson R. M. — *Phys. Fluids*, 1966, v. 17, p. 161.
105. McLaren T. I., Hobson R. M. — *Ibid.*, 1968, v. 11, p. 2162.
106. Lin S. C., Neal R. A., Fyfe N. I. — *Ibid.*, 1962, v. 5, p. 1633.
107. Lin S. C., Teare J. D. — *Ibid.*, 1963, v. 6, p. 355.
108. Stein R. P. et al. — *Ibid.*, 1964, v. 7, p. 1641.
109. Wilson L. N., Evans E. W. — *J. Chem. Phys.*, 1967, v. 46, p. 859.
110. Trainor D. W. — *Chem. Phys. Lett.*, 1978, v. 55, p. 361.
111. Bardsley J. N. — *J. Phys. Ser. B*, 1968, v. 1, p. 349.
112. Sayers J. — *J. Atm. and Terr. Phys. Spec. Suppl.*, 1956, v. 6, p. 212.
113. Смирнов Б. М. — *ЖЭТФ*, 1977, т. 72, с. 1392.
114. Смирнов Б. М. — *УФН*, 1977, т. 121, с. 231.
115. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Механика* — М., Физматгиз, 1958.
116. Plumb I. C., Smith D., Adams N. G. — *J. Phys. Ser. B*, 1972, v. 4, p. 1762.
117. Gerardo J. B., Gusinov M. A. — *Phys. Rev. Ser. A*, 1971, v. 3, p. 255.
118. Whitaker M., Biondi M. A., Johnsen R. — *Ibid.*, 1981, v. 23, p. 1481.
119. Keller G. E., Beyer R. A. — *J. Geophys. Res.*, 1971, v. 76, p. 289.
120. Leu M. T., Biondi M. A., Johnsen R. — *Phys. Rev. Ser. A*, 1973, v. 7, p. 292.
121. Lindinger W. — *Ibid.*, p. 328.
122. Huang C. M. — et al. — *Ibid.*, 1978, v. 18, p. 64.
123. Hackam R. — *Planet. and Space Sci.*, 1965, v. 13, p. 667.
124. Ogram G. L. et al. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1979, v. 24, p. 13.
125. Bottcher C. — *J. Phys. Ser. B*, 1978, v. 11, p. 3887.
126. O'Malley T. F., Cunningham A. J., Hobson R. M. — *Ibid.*, 1972, v. 5, p. 2126; 1981, v. 14, p. 773.
127. Zipf E. C. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1979, v. 24, p. 129.
128. Zipf E. C. — *Geophys. Res. Lett.*, 1980, v. 7, p. 645.
129. Zipf E. C. — *J. Geophys. Res.*, 1980, v. 85, p. 4232.
130. Bates D. R., Zipf E. C. — *Planet and Space Sci.*, 1980, v. 28, p. 1081.
131. Zipf E. C. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1970, v. 15, p. 418.
132. Frederick J. E. et al. — *J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 3923.
133. Kopp J. P. et al. — *Ibid.*, 1977, v. 82, p. 4715.
134. Mul P. M., McGowan J. W. — *Astrophys. J. (Lett.)*, 1979, v. 227, p. L157.
135. Hernandez G. — *Planet. Space Sci.*, 1971, v. 19, p. 467.
136. Hays P. B., Sharp W. E. — *J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, p. 1153.
137. Zipf E. C. — *Geophys. Res. Lett.*, 1979, v. 6, p. 881.
138. O'Neil R. R., Lee E. T. P., Huppi E. R. — *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, p. 823.
139. Rusch D. W. et al. — *Ibid.*, 1975, v. 80, p. 2300.
140. Torr M. R. et al. — *Ibid.*, 1976, v. 81, p. 531.
141. Kley D., Lawrence G. M., Stone E. J. — *J. Chem. Phys.*, 1977, v. 66, p. 4157.
142. Gogger L. L., Smith L. S., Harper R. M. — *Planet and Space Sci.*, 1977, v. 25, p. 155.
143. Bates D. R. et al. — *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, 1939, v. 170, p. 322.
144. Bates D. R., Massey H. S. W. — *Ibid.*, 1947, v. 192, p. 1.
145. Biondi M. A., Brown S. C. — *Phys. Rev.*, 1949, v. 76, p. 1697.
146. Oppenheimer M., Dalgarno A., Brinton H. C. — *J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 3762, 4678.
147. Oppenheimer M. et al. — *Ibid.*, 1977, v. 82, p. 191.
148. Oppenheimer M. et al. — *Ibid.*, p. 5485.
149. Whitaker M., Biondi M. A., Johnsen R. — *Phys. Rev. Ser. A*, 1981, v. 24, p. 743.
150. Torr D. G. et al. — *J. Geophys. Res.*, 1977, v. 82, p. 1631.

- 151. Torr D. G.— Ibid., 1979, v. 84, p. 1939.
- 152. Strobel D. F. et al.— Ibid., 1974, v. 79, p. 3171.
- 153. Strobel D. F., Opal C. B., Meier R. R.— Planet and Space. Sci., 1980, v. 28, p. 1027.
- 154. Баранов В. Ю., Ульянов К. Н.— ЖТФ, 1969, т. 39, с. 249, 259.
- 155. Mul P. M., McGowan J. W., Astrophys J., 1980, v. 237, p. 749.
- 156. Елецкий А. В., Старостин А. Н.— Физ. плазмы, 1975, т. 1, с. 684; 1976, т. 2, с. 838.
- 157. Елецкий А. В., Рахимов А. Т.— В кн. Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова—М.: Атомиздат, 1977. Вып. 4, с. 123.
- 158. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980, Гл. V.
- 159. Бычков В. Л., Елецкий А. В.— Физ. плазмы, 1978, т. 4, с. 942.
- 160. Смирнов Б. М.— ДАН СССР, 1968, т. 183, с. 554.
- 161. Ефременкова Л. Я., Смирнов Б. М.— Ibid., 1972, т. 203, с. 779.
- 162. Werner C. W. et al.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, p. 235.
- 163. George E. V., Rhodes C. K.— Ibid., 1973, v. 23, p. 139.
- 164. Елецкий А. В.— УФН, 1978, т. 125, с. 279.
- 165. Mul P. M. et al.— J. Phys. Ser. B, 1981, v. 14, p. 1353.
- 166. Herbst E.— Astrophys. J., 1978, v. 222, p. 508.
- 167. O'Malley T. F.— J. Phys. Ser. B, 1981, v. 14, p. 1229.