

УДК 533.72

КИНЕТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ НАГРЕВА РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ ВОЗДУХА, СВЯЗАННЫЙ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ С ТОНКОЙ СТРУКТУРОЙ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА

Ю.Ф. Колесниченко, Д.В. Хмара

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва

dkhmara@list.ru

Аннотация

Рассмотрен кинетический механизм нагрева воздушной газоразрядной плазмы, основанный на взаимодействии электронов с уровнями тонкой структуры основного состояния кислорода. Получены зависимости скорости нагрева, укладываемые в диапазон $(0.2-4) \times 10^{-12} \times n_e \times [O]$ эВ/см³×с при $T_g = 300-3000$ К, $E/N = 5-140$ Тд и степени диссоциации кислорода воздуха от нулевой до полной. Рассмотрена эффективность механизма нагрева в импульсных газовых разрядах с предельными характеристиками. Показано, что эффективность рассмотренного механизма пренебрежима в сравнении другими известными.

KINETIC MECHANISM OF AIR DISCHARGE PLASMA HEATING IS CONNECTED WITH ELECTRON INTERACTION WITH FINE STRUCTURE OF ATOMIC OXYGEN GROUND STATE

Kinetic mechanism of air discharge plasma heating based on electron interaction with fine structure levels of atomic oxygen have been considered. The dependences of heating rate kept within $(0.2-4) \times 10^{-12} \times n_e \times [O]$ eV/cm³×s at $T_g = 300-3000$ K, $E/N = 5-140$ Td and degree of oxygen dissociation from zero up to total one were obtained. The efficiency of heating in pulse discharges with limit conditions have been examined. It was shown that efficiency of considered mechanism turns out a negligible one in comparison with other known heating mechanisms.

В задачах, связанных с плазмохимией газового разряда, чрезвычайно важен учет влияния нагрева среды на скорость протекания элементарных кинетических процессов. В этой связи представляется необходимым точный и взвешенный анализ нагревных механизмов, которые могут реализовываться в тех или иных условиях разряда.

В настоящей работе рассмотрен кинетический механизм нагрева, связанный с взаимодействием электронов с тонкой структурой основного электронного состояния атомарного кислорода.

Основное электронное состояние атомарного кислорода $2s^2 2p^4 - ^3P_j$ расщепляется на три подуровня тонкой структуры со значениями полного момента атома $O(^3P) j = 2, 1$ и 0 , имеющих энергию 0 К, 228 К и 327 К соответственно. Эффекты, связанные с взаимодействием электронов с тонкоструктурным расщеплением $O(^3P_j)$, давно известны в физике планетарных ионосфер и межзвездных облаков. Так, в 1968 году в работе [1] впервые было высказано предположение о том, что именно такого рода взаимодействие является доминирующим кинетическим механизмом, формирующим температурное распределение электронов в E- и F- областях земной ионосферы. К настоящему времени этот механизм подтвержден измерениями и является общепризнанным [2-6], получив название "быстрого охлаждения электронов". Суть механизма состоит в столкновительной передаче энергии электронов на уровне $O(^3P_j)$ с их последующим радиационным тушением. Вероятности радиационных переходов между уровнями тонкой структуры составляют 1.8×10^{-5} , 8.9×10^{-5} and 1.3×10^{-10} с⁻¹ для,

соответственно, $j = 1 \rightarrow 2$ (145 мкм), $0 \rightarrow 1$ (63 мкм) и $0 \rightarrow 2$ (44 мкм) [7]. Столь малые вероятности означают, что подобная цепочка передачи энергии возможна только в сильно разреженных средах.

В газовых разрядах в сравнительно плотных средах основным каналом деактивации уровней возбуждения $O(^3P_j)$ является, очевидно, их тушение при столкновениях с частицами газа. Имеющиеся данные по столкновительному тушению $O(^3P_j)$ собраны в таблице 1 и показывают высокую скорость реализации этого процесса. Данные в таблице приведены для газовой температуры $T_g = 300$ К, но при этом авторы [8] говорят о степенной температурной зависимости константы скорости с показателем 0.3-1.3, в зависимости от перехода $i \rightarrow j$ для молекулы H_2 в качестве столкновительного партнера и 0.4-0.8 для атома водорода. Авторы [10] в более поздней работе [11] указывают на показатель степени 0.75-1.6 для гелия. На основании этого разумно предположить, что с ростом температуры скорость столкновительного тушения $O(^3P_j)$ увеличивается.

Таблица 1

Константы скорости тушения K_q уровней $O(^3P_j)$ в столкновениях с различными частицами при 300 К, в единицах 10^{-10} см³/с

Частица	1→2	0→1	0→2	Л.	$\Sigma K_q/K_{gk}$
N ₂	5.9			[9]	2.3
O ₂	9.1			[9]	3.5
O(^3P)*	0.33	0.49	0.054	[12]	0.3
H ₂	0.096	2.1	3.3	[8]	1.1
H	1.8	1.9	1.0	[8]	0.7
He	1.8	0.05	2.0	[10]	1.2
Ar	0.2	0.04	0.1	[10]	0.1
Xe	0.075	0.08	0.19	[10]	0.1

*-нерезонансные, экзотермические переходы

Константы скорости для нерезонансных экзотермических реакций вида $O(^3P_{ja}) + O(^3P_{jb}) \rightarrow O(^3P_{ja'}) + O(^3P_{jb'})$ были рассчитаны на основе приведенных в [12] сечений для обратных эндотермических реакций в приближении максвелловского распределения атомов по поступательным энергиям в зависимости от температуры газа T_g :

$$f(\varepsilon) = \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\pi}} \times (kT_g)^{-3/2} \times \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_g}\right). \quad (1)$$

При этом константа скорости реакции, ведущая к переходу $i \rightarrow j$ выражается как:

$$K_{i \rightarrow j}(T_g) = \frac{1}{kT_g} \times \left(\frac{8}{\pi \cdot \mu \cdot kT_g}\right)^{\frac{1}{2}} \times \int_0^{\infty} \varepsilon \cdot \sigma_{i \rightarrow j}(\varepsilon) \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_g}\right) \cdot d\varepsilon, \quad (2)$$

а сечение процесса определяется по данным [12] исходя из принципа детального равновесия [13]:

$$\varepsilon \cdot p_i \cdot \sigma_{i \rightarrow j}(\varepsilon) = \varepsilon' \cdot p_j \cdot \sigma_{j \rightarrow i}(\varepsilon'), \text{ где } \varepsilon = \varepsilon' + (E_j - E_i), \quad (3)$$

E_j и E_i – энергии уровней тонкой структуры, $\mu = \frac{m_1 \times m_2}{m_1 + m_2}$ – приведенная масса сталкивающихся частиц

(в рассматриваемом случае $\mu = \frac{I}{2} \times m_o$).

Поскольку кванты возбуждения $O(^3P_j)$ очень малы, разумно предположить, что единственным релаксационным каналом является передача энергии в поступательное движение частиц. В последней колонке табл. 1 приведено отношение суммарной (по всем $i \rightarrow j$) константы скорости тушения к константе скорости газокинетических столкновений соответствующих пар частиц. Газокинетические константы рассчитаны в приближении взаимодействия по потенциалу Леннарда – Джонса с использованием параметров потенциала [13]. Константы скорости для N_2 и O_2 выглядят завышенными, но в то же время видно, что тушение уровней $O(^3P_j)$ в столкновениях с относительно легкими частицами происходит очень быстро – в течение нескольких столкновений. Подобная ситуация напоминает вращательно - поступательную релаксацию N_2 , когда сопровождающий ее нагрев обычно описывают параметрически, без рассмотрения детальной вращательной кинетики (энергия, переданная во вращательное возбуждение при $e - N_2$ столкновениях, далее “без задержки” пошла в нагрев газа).

Параметризация процесса нагрева при релаксации уровней тонкой структуры $O(^3P_j)$

Авторами [14] было показано, что в земной атмосфере вплоть до высот в 400 км заселенность уровней тонкой структуры с точностью до 1-2 % находится в состоянии локального термодинамического равновесия при поступательной температуре газа T_g . Это значит, что заселенность уровней описывается максвелловским распределением:

$$[O(^3P_j)] = [O(^3P)] \times \frac{p_j \times \exp\left(-\frac{E_j}{kT_g}\right)}{SUM},$$

где

$$SUM = \sum_{j=0}^{j=2} p_j \times \exp\left(-\frac{E_j}{kT_g}\right), \quad (4)$$

$[O(^3P)]$ – суммарная концентрация атомов в основном электронном состоянии, а p_j – статистический вес j -го уровня: $p_j = 2 \times j + 1$.

В этом случае объемная скорость нагрева газа выразится как

$$H = \frac{dE / dt}{n_e \cdot [O(^3P)]} = \sum_{i=1}^2 \sum_{j<i} (S_{i \rightarrow j} + S_{j \rightarrow i}), \quad (5)$$

где

$$S_{i \rightarrow j} = p_i \times \exp\left(-\frac{E_i}{kT_g}\right) \times (E_j - E_i) \times K_{i \rightarrow j}(T_e), \quad (6)$$

n_e – концентрация электронов, $K_{i \rightarrow j}$ – константа скорости возбуждения уровня j с уровня i электронным ударом. Слагаемые возбуждения $S_{i \rightarrow j}$ отвечают к нагреву газа ($i \rightarrow j$: $2 \rightarrow 1$, $2 \rightarrow 0$, $1 \rightarrow 0$), а слагаемые $S_{j \rightarrow i}$, отвечающие электронным столкновениям второго рода, описывают нетепловое девозбуждение уровней

электронным ударом ($j \rightarrow i$: $1 \rightarrow 2$, $0 \rightarrow 2$, $0 \rightarrow 1$). Слагаемое $S_{j \rightarrow i}$ определяется в соответствии с выражением (6) с переменной местами индексов i и j . При этом энергетический (тепловой) эффект в реакциях возбуждения $E_j - E_i > 0$ и $E_i - E_j < 0$ в реакциях девозбуждения. Константы скорости процессов определяются температурой электронов T_e или, в более общем случае, - приведенным полем E/N .

Ранее проведенные расчеты [15, 16] были выполнены в интересах физики ионосферы (величина H трактовалась как скорость охлаждения электронов) при разумном допущении о максвелловском распределении электронов по энергиям, т.е. константы скорости $e - O(^3P_j)$ столкновений $K_{i \rightarrow j}$ и $K_{j \rightarrow i}$ определялись в соответствии с выражениями (1) и (2) при подстановке T_e вместо T_g , а температура T_e имела небольшой (в пределах порядка величины) отрыв от T_g при абсолютном значении до ≈ 0.3 эВ.

Для газоразрядных сред характерна немаксвелловская функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), формирующаяся в результате упругих, неупругих и сверхупругих столкновений электрон - нейтрал во внешнем поле e , как правило, большим отрывом T_e от T_g . По этой причине при оценке нагревного эффекта при взаимодействии $e - O(^3P_j)$ были проведены расчеты с ФРЭЭ, получающейся в результате численного решения уравнения Больцмана для энергии электронов. Порядок расчета ФРЭЭ, а так же результаты тестирования наборов столкновительных сечений для индивидуальных веществ в деталях отражены в [17]. В случае немаксвелловской ФРЭЭ константы скорости возбуждения и девозбуждения уровней тонкой структуры выражаются как

$$K_{i \rightarrow j}(T_e) = \left(\frac{2 \cdot e}{\mu} \right)^{1/2} \times \int_0^{\infty} \varepsilon \cdot \sigma_{i \rightarrow j}(\varepsilon) \cdot f(\varepsilon) \cdot d\varepsilon,$$

где $\sigma_{i \rightarrow j}(\varepsilon)$ – сечение возбуждения перехода $i \rightarrow j$, e – заряд электрона, а приведенная масса равна массе электрона $\mu \approx m_e$. При этом ФРЭЭ нормируется $\int_0^{\infty} \sqrt{\varepsilon} \cdot f(\varepsilon) \cdot d\varepsilon = 1$. Температура электронов

выражается через ФРЭЭ $T_e = \frac{2}{3} \times \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} \cdot f(\varepsilon) \cdot d\varepsilon$, т.е. T_e является функцией приведенного электрического поля в разряде $T_e = T_e(E/N)$, поскольку энергетический спектр электронов $f(\varepsilon)$ определяется именно E/N .

В соответствии с [18] сечения $\sigma_{j \rightarrow i}$ определяются силой столкновений (*collision strength*) $\Omega_{i \rightarrow j}(\varepsilon)$ как:

$$\sigma_{i \rightarrow j}(\varepsilon) = \frac{\pi \cdot a_0^2 \cdot R_y \cdot \Omega_{i \rightarrow j}(\varepsilon)}{p_i \cdot \varepsilon},$$

a_0 – Борковский радиус, R_y – постоянная Ридберга, а сечения обратных процессов получаются в соответствии с выражением (3).

Результаты расчетов

Имеется ряд публикаций с результатами расчетов сил столкновений при возбуждении уровней тонкой структуры в зависимости от энергии сталкивающегося электрона [15, 19-22]. Были рассмотрены все рекомендованные данные по силам столкновений.

Рис. 1 и 2 отображают зависимости объемной скорости нагрева воздуха (78% N_2 и 22% O_2) как функции T_g при фиксированной T_e (рис.1) и как функции T_e при фиксированной T_g (рис.2). Расчеты выполнены для интервала приведенных полей $E/N = 30-140$ Тд. В обоих случаях скорость нагрева уменьшается с ростом температур. В первом случае - $H = H(T_g)$ - уменьшение скорости связано с увеличением равновесной заселенности уровней $j = 1$ и 0, вследствие чего происходит относительное уменьшение вклада электронных столкновений в неравновесную “настройку” заселенностей, благодаря

которой собственно и достигается нагревный эффект. Во втором случае с ростом T_e происходит обеднение низкоэнергетической части электронного спектра, а поскольку процессы $e + O(^3P_j) \rightarrow e + O(^3P_i)$ низкоэнергетические и максимум сечений лежит в диапазоне до ≈ 2.5 эВ, то с ростом T_e константы скорости процессов уменьшаются.

Из рис. 1, 2 видно, что различные рекомендации для сил столкновений дают, в целом, разброс объемных скоростей нагрева примерно в порядок величины. Вместе с тем авторы [15, 16] пришли к выводу, что существенно меньшие по сравнению с другими значения сил столкновений [16] наиболее адекватно описывают результаты измерений поведения электронного газа в Земной ионосфере. Все дальнейшие результаты настоящей работы получены, следуя рекомендациям [15, 16].

На рис.3 показаны зависимости объемной скорости нагрева в зависимости от T_e при двух газовых температурах 300 и 3000 К для воздуха с недиссоциированным и полностью диссоциированным кислородом. Эти расчеты выполнены для диапазона $E/N = 5-140$ Тд. В первом случае компонентный состав среды был $N_2/O_2/O = 0.78/0.22/0.0$, во втором - $0.64/0.0/0.36$. Из рисунка видно, что, будучи выражена как функция T_e , скорость нагрева не зависит от степени диссоциации O_2 . Однако сама электронная температура, являясь функцией E/N , зависит от степени диссоциации (см. врезку на рис.3). Скорость нагрева имеет максимум при $T_e \approx 0.75$ эВ ($E/N \approx 40$ и ≈ 30 Тд соответственно для недиссоциированного полностью диссоциированного кислорода воздуха).

Оценки и выводы

Если следовать рекомендациям относительно наиболее реалистичных на сегодняшний день данным по зависимостям сил столкновений возбуждения уровней тонкой структуры $O(^3P)$ электронным ударом, то скорости объемного нагрева при реализации этого процесса составляют $(0.2-4) \times 10^{-12}$ эВ/см³×с в диапазоне температур $T_g = 300-3000$ К и приведенных полей $E/N = 5-140$ Тд для степени диссоциации O_2 в воздухе от нулевой до полной.

Достаточно небольшие величины скорости нагрева приводят к выводу о неэффективности нагрева газоразрядной плазмы при перекачке энергии электронов в тепловой резервуар в результате их столкновений с уровнями $O(^3P_j)$, по крайней мере, для короткоимпульсного разряда.

Количественную оценку эффективности обсуждаемого механизма в импульсном газовом разряде можно провести, рассмотрев предельные случаи его реализации. Понятно, что наибольшая эффективность достигается в средах с большим энерговыделением, что эквивалентно высоким степеням ионизации и диссоциации кислорода. К такого рода случаям относится задача инициации СВЧ разряда при взаимодействии волнового поля с распадающейся равновесной либо неравновесной лазерной плазмой.

В работах [23, 24] было проведено кинетическое моделирование процесса изобарического распада наносекундной лазерной искры с целью определения оптимальных времен задержки подачи СВЧ импульса. Результаты, полученные в этих работах, собраны на рис.4, где показана динамика температуры и концентраций основных веществ, а также динамика нормированного приведенного поля в искровом объеме. Под нормированным приведенным полем понимается отношение приведенного поля внутри искрового объема (локального приведенного поля) к среднеквадратичному приведенному полю в падающей СВЧ волне, распространяющейся в холодном воздухе:

$$\frac{E_* / N_*}{E_0 / N_0} = \frac{N_0}{N_*} \times \gamma \times \left[1 + \left(q \times \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (7)$$

здесь проводимость

$$\sigma = n_e \times \frac{e^2}{m_e} \times \frac{v_e}{v_e^2 + \omega^2}, \quad (8)$$

N_0 и N_* – плотность газа окружающей среды и в объеме лазерной искры. Множитель $\left[1 + \left(q \times \frac{4\pi\sigma}{\omega}\right)^2\right]^{-1/2}$ отвечает поляризации ослаблению падающей волны внутри проводящего объема с коэффициентом поляризации q , равным 1/3 для искры сферической формы.

Множитель $\gamma = \frac{v_e}{v_e^2 + \omega^2}$ описывает изменение действующей напряженности локального поля по мере изменения соотношения между электронно-столкновительной и волновой частотами $\omega = 2\pi f$ (при расчетах $f = 13$ GHz), а $v_e = \sum_i K_i \times N_{*i}$, K_i – константа скорости столкновений электрон-нейтрал, N_{*i} – текущая плотность частиц ($i = N, O, N_2, O_2$). Таким образом, в условиях изобарического сжатия объема лазерной искры нормированное приведенное поле зависит не только от текущей электронной концентрации, но и от текущей плотности газа.

На основе результатов, приведенных на рис.4, были рассчитаны начальные скорости нагрева при столкновениях электрон- $O(^3P_j)$ в зависимости от времени задержки наложения СВЧ импульса в течение распада искры. Эти зависимости показаны на рис.5 для двух $E_0/N_0 = 50$ и 100 Тд в виде скорости нагрева,

приведенной к одной частице $\eta = H \times \frac{n_e \cdot [O(^3P)]}{N_*}$. При этом все кинетические коэффициенты

электронов ($K_{i \rightarrow j}$ и T_e) определялись индивидуально по ФРЭЭ для каждого момента времени, исходя из текущего компонентного состава ($N/O/N_2$), E_*/N_* и T_g . Примеры ФРЭЭ показаны на врезке в рисунок в виде зависимостей $\frac{n_e(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon} \times n_{e, total}}$. Номера ФРЭЭ соответствуют номерам маркеров на кривой η .

Приложенная приведенная напряженность поля $E_0/N_0 = 100$ Тд является пороговой для возникновения самостоятельного разряда.

Результаты на рис.5 показывают, что тепловой эффект рассматриваемого механизма весьма мал: ≈ 10 эВ×частица⁻¹×с⁻¹. Некоторое увеличение скорости нагрева – за счет высокой остаточной концентрации электронов – имеет место при сокращении времени задержки до микросекундных величин, но при этом КПД нагрева чрезвычайно мал из-за почти 100%-го рассеяния падающей волны.

Как можно было видеть на рис.1, скорость нагрева сильно зависит от газовой температуры, поэтому была проведена еще одна оценка эффективности процесса на основе результатов кинетического моделирования взаимодействия СВЧ с неравновесным лазерным филаментом [25]. Филамент представляет собой тонкую нить холодного газа с высокой ($\sim 10^{15}$ см⁻³ и более) концентрацией электронов. Такая задача рассматривалась в контексте проблем, связанных с гиперзвуковой плазменной аэродинамикой, поэтому в качестве начальных условий задачи брались условия нижней стратосферы: $P = 70$ Тор, $T_g = 220$ К. Нагрев проводящего объема в СВЧ волне происходил под действием двух механизмов: в результате тушения азотных триплетов в столкновениях с молекулами кислорода и столкновительном тушении метастабильных атомов кислорода, при диссоциативной электрон-ионной рекомбинации и вращательной релаксации N_2 . В деталях первый механизм описан в [26, 27], второй – в [27].

Результаты расчетов взаимодействия СВЧ волны с лазерным стримером показаны на рис.6, где приведена динамика концентраций некоторых частиц и температуры в течение импульса с $E_0/N_0 = 100$ Тд. Из-за малого ослабления СВЧ волны в нити, приведенная напряженность E_*/N_* оказывается слабopодпороговой, поэтому концентрация электронов уменьшается незначительно, оставаясь достаточно высокой, что приводит к быстрой и наработке атомарного кислорода и возбужденных частиц, присутствие которых “запускает” изобарический нагрев объема филамента и, соответственно, рост E_*/N_* .

На общую картину начала развития электронной лавины был наложен рассматриваемый нагревный механизм. Процедура такого наложения была той же, что при рассмотрении лазерной искры. На рис.7

показаны в сравнении эффективности различных механизмов нагрева. Из рисунка явствует, что, хотя в абсолютных числах механизм, основанный на столкновениях электрон- $O(^3P_j)$, и более эффективен, чем в случае его реализации в лазерной искре, он дает исчезающе малый эффект по сравнению с рекомбинационным нагревом и нагревом при столкновениях сильно возбужденных частиц.

Основываясь на проведенных оценках, можно заключить, что нагрев при возбуждении уровней тонкой структуры $O(^3P_j)$ электронным ударом не является сколько-нибудь эффективным даже для сред с высокой исходной концентрацией электронов, атомов кислорода и низкой начальной температурой.

Авторы благодарны Н.Л.Александрову за привлечение интереса к рассмотренной проблеме.

Литература

1. Dalgarno A., Degges T.C. Electron Cooling in the Upper Atmosphere // *Planet. Space Sci.*, 1968, Vol.16, P.125-132.
2. Brace L.H., Hoegy W.R., Mayr H.G., Reber C.A., Victor G.A., Hanson W.B., Hinteregger H.E. // *J. Geophys. Res.*, 1976, Vol.81, P.5421.
3. Carlson H.C., Mantas G.P. An experimental test of the ionospheric electron gas cooling rate by excitation of the fine structure of atomic oxygen // *J. Geophys. Res.*, 1982, Vol.87, P.4515-4524
4. Moffett R.J. Rates of electron cooling in the upper atmosphere // *Planet. Space Sci.*, 1988, Vol.36, №1, P.65-72.
5. Richards P.G., Khazanov G.W. On the thermal electron energy balance in the ionosphere in January 1993 and June 1990 // *J. Geophys. Res.*, 1997, Vol.102, №A4, P.7369-7378.
6. Кринберг И.А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. М: Наука, 1978, С.21.
7. Itikawa Y., Ichimura A. Cross sections for collisions of electrons and photons with atomic oxygen // *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1990, Vol.19, №3, P.637-651.
8. Niemi K., Schulz-von der Gathen V., Döbele H.F. Absolute calibration of atomic density measurements by laser-induced fluorescence spectroscopy with two-photon excitation // *J. Phys. D.*, 2001, Vol.34, №15, P.2330-2335.
9. Glover S.C.O., Jappsen A.-K // *Astrophys. J.*, 2007, 660, accepted for publishing, <http://eprintweb.org/S/authors/astro-ph/gl/Glover/2>.
10. Krems R.V., Buchachenko A.A. Quantum and semiclassical study of the intramultiplet transitions in collisions of $Cl(^2P)$ and $O(^3P)$ with He, Ar and Xe // *J. Phys. B.*, 2000, Vol.33, №21, P.4551-4564.
11. Krems R.V., Buchachenko A.A. Ultracold inelastic atomic collisions: Threshold relaxation of $O(^3P_0)$ by He // *Phys. Rev. A*, 2001, Vol.64, P.024704 (2 pages).
12. Zygelman B., Dalgarno A., Sharma R.D. Excitation of the $^3P_{J=0,1,2}$ fine-structure levels of atomic oxygen in collisions with oxygen atoms // *Phys. Rev. A*, 1994, Vol.50, №5, P.3920-3928.
13. Физико-химические процессы в газовой динамике // Справочник, под ред. Черного Г.Г. и Лосева С.А. М.: Научный мир, 2007, Т.1.
14. Sharma R., Zygelman B., von Esse F., Dalgarno A. On the relationship between the population of the fine structure levels of the ground electronic state of atomic oxygen and the translational temperature // *Geophys. Res. Lett.*, 1994, Vol.21, №16, P.1731-1734.
15. Bell K.L., Berrington K.A., Thomas M.R.J. Electron impact excitation of the ground-state $3P$ fine-structure levels in atomic oxygen // *Month. Not. Royal Astronom. Soc.*, 1998, Vol.293, P.L83-L87.
16. Pavlov A.V., Berrington K.A. Cooling rate of thermal electrons by electron impact excitation of fine structure levels of atomic oxygen // *Ann. Geophys.*, 1999, Vol.17, P.919-924.
17. Khmara D., Kolesnichenko Yu. Rate constants of electron-neutral collisions in gas discharge plasma // *Proc. IV Workshop (Intern.) on Magneto- and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications*. Moscow: IVTAN, 2002, P.280-291.
18. Hoegy W.R. New fine structure cooling rate // *Geophys. Res. Lett.*, 1976, Vol.3, P.541-544.
19. Breig E.L., Lin C.C. Excitation of the Spin Multiplets of the Ground State of Oxygen by Slow Electrons // *Phys. Rev.*, 1966, Vol.151, №1, P.67-79.

20. Tambe B.R., Henry R.J.W. Excitation of the fine-structure levels of atomic oxygen by slow electrons // *Phys. Rev. A*, 1974, Vol.10, №6, P.2087-2092.
21. Le Dourneuf M., Nesbet R.K. // Electron impact excitation of fine-structure levels of atomic oxygen, *J. Phys. B*, 1976, Vol.9, №9, P.L241-L243.
22. Berrington K.A. // Low-energy electron excitation of the 3P fine-structure levels in atomic oxygen, *J. Phys. B*, 1988, Vol.21, P.1083-1089.
23. Khmara D.V., Kolesnichenko Yu.F. Kinetic modeling of MW interaction with decaying laser spark // *Proc. VI Intern. Workshop on Microwave Discharges: Fundamentals and Applications*, Zvenigorod, ISTC, 2006, P.39-44.
24. Kolesnichenko Yu.F., Brovkin V.G., Khmara D.V. Optimization of Laser-Pulse-Controlled MW Energy Deposition // *Proc. 45th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada: AIAA, 2007. Paper AIAA-2007-1228, (32 pages).
25. Khmara D.V., Kolesnichenko Yu.F., Knight D. A Kinetic Model of Microwave Energy Deposition in Air // *Proc. Workshop (Intern.) on Thermochemical and Plasma Processes in Aerodynamics*. St.-Petersburg: HC "LENINETZ", 2006, P.37.
26. Popov N.A. Investigation of the fast air heating mechanisms in gas discharges // *Proc. IV Intern. Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications*, Moscow: IVTAN, 2002, P.254-260
27. Khmara D., Kolesnichenko Yu., Knight D. Modeling of Microwave Filament Origination // *Proc. 45th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada: AIAA, 2006, Paper AIAA-2006-0794 (16 pages).

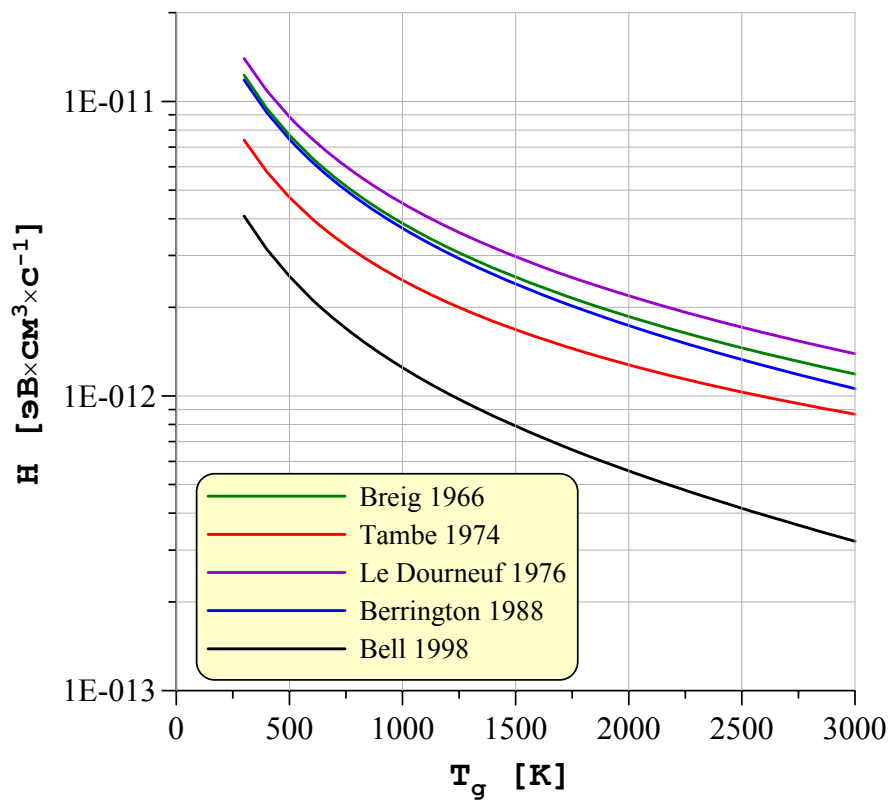


Рис.1. Объемная скорость нагрева воздуха в зависимости от газовой температуры при $T_e = 1$ eV

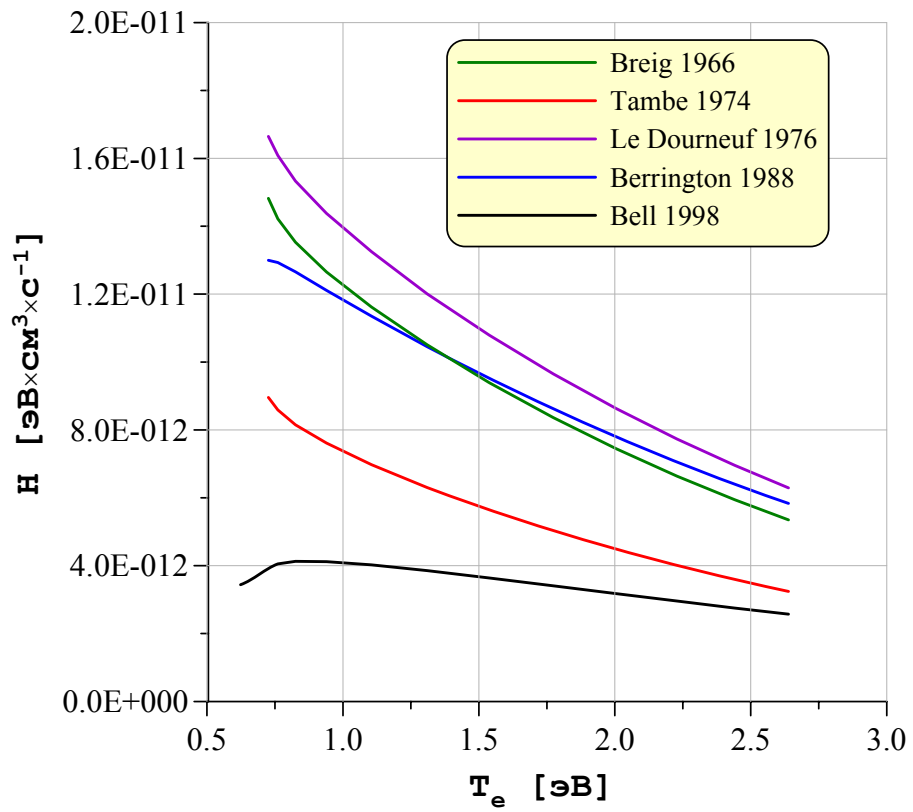


Рис.2. Объемная скорость нагрева воздуха в зависимости от температуры электронов при $T_g = 300$ К

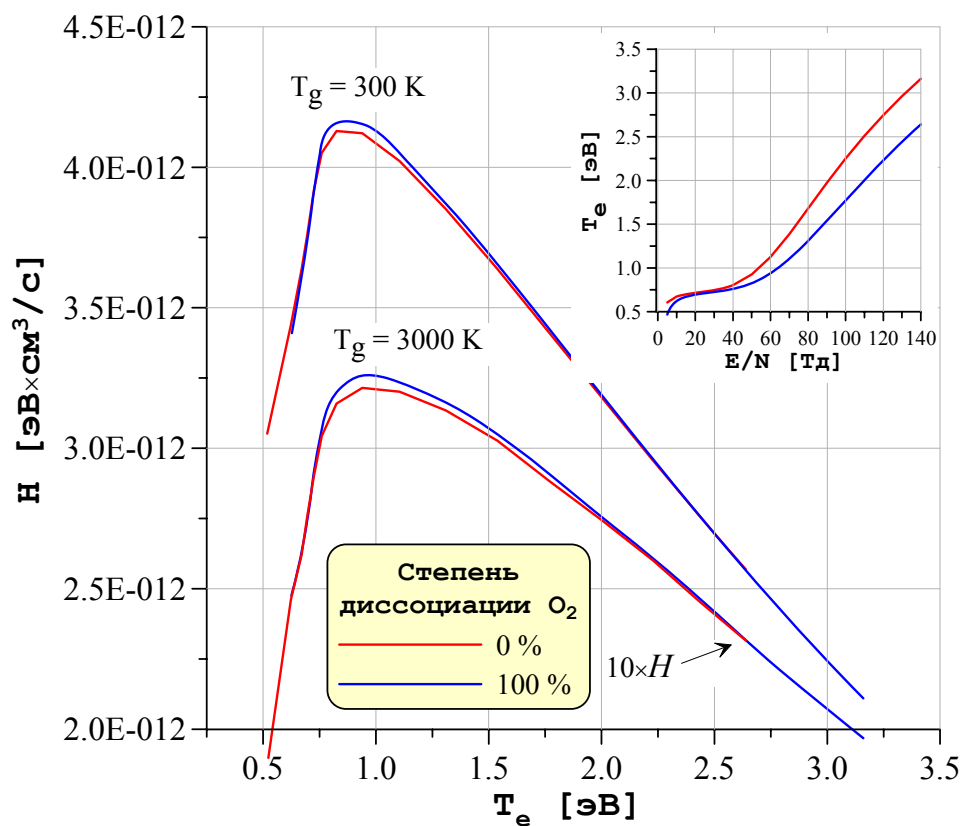


Рис.3. Объемная скорость нагрева воздуха в зависимости от температуры электронов при различной T_g и степени диссоциации O_2

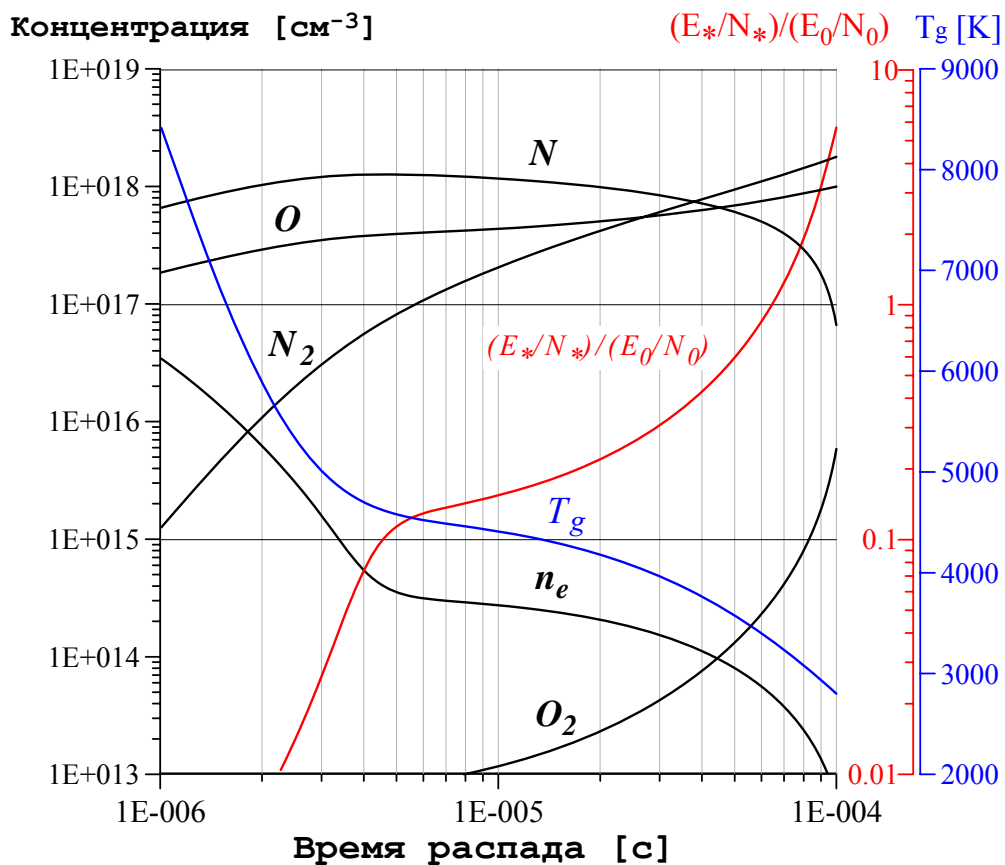


Рис.4. Динамика концентраций основных веществ, газовой температуры и нормированного приведенного поля в объеме лазерной искры при атмосферном давлении в ходе ее распада

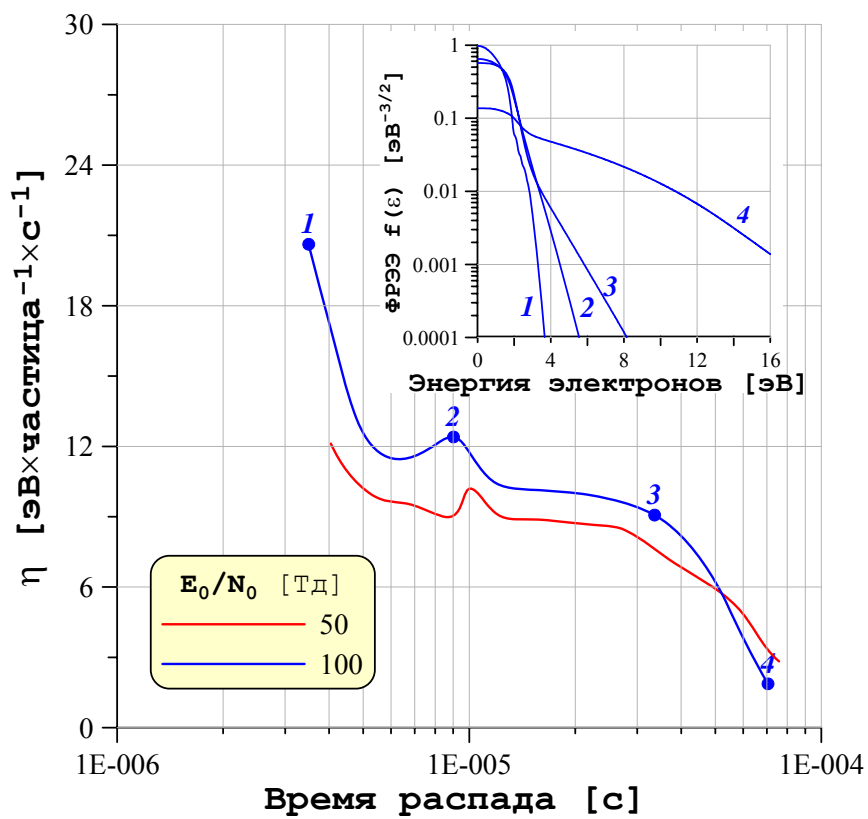


Рис.5. Скорость нагрева при разных приведенных электрических напряженностях падающей СВЧ волны

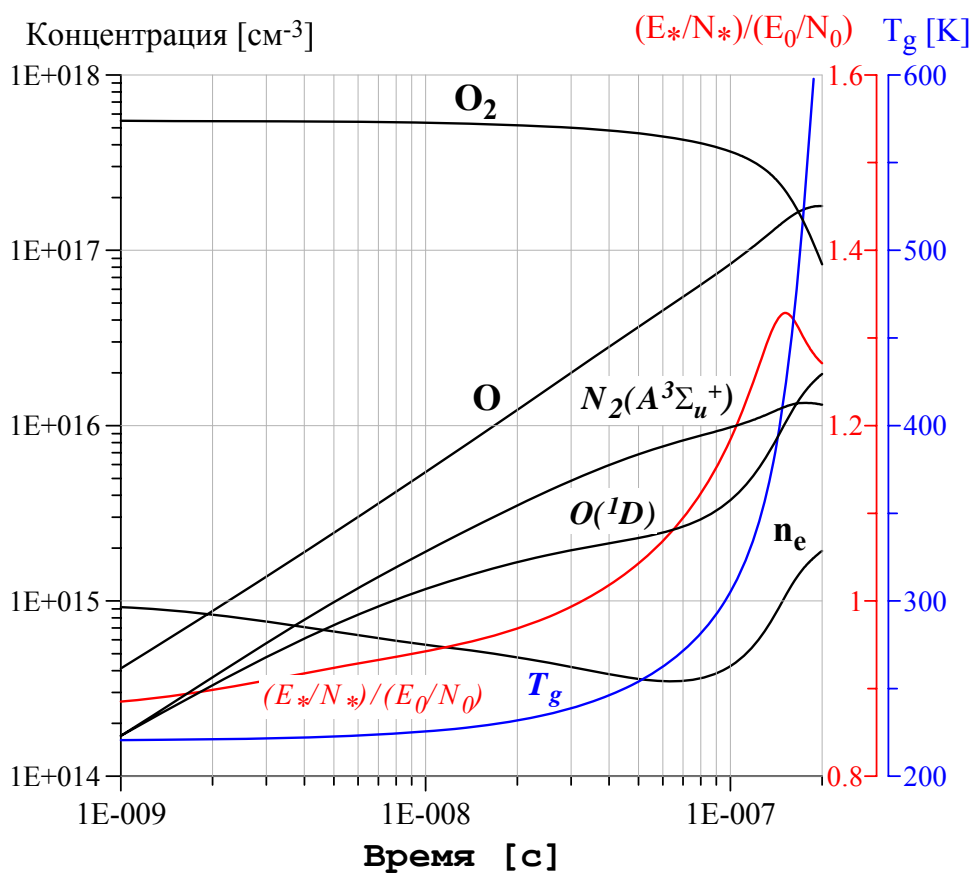


Рис.6. Динамика концентраций некоторых веществ, газовой температуры и нормированного приведенного поля в лазерном филаменте в поле СВЧ волны с $E_0/N_0 = 100$ Тд

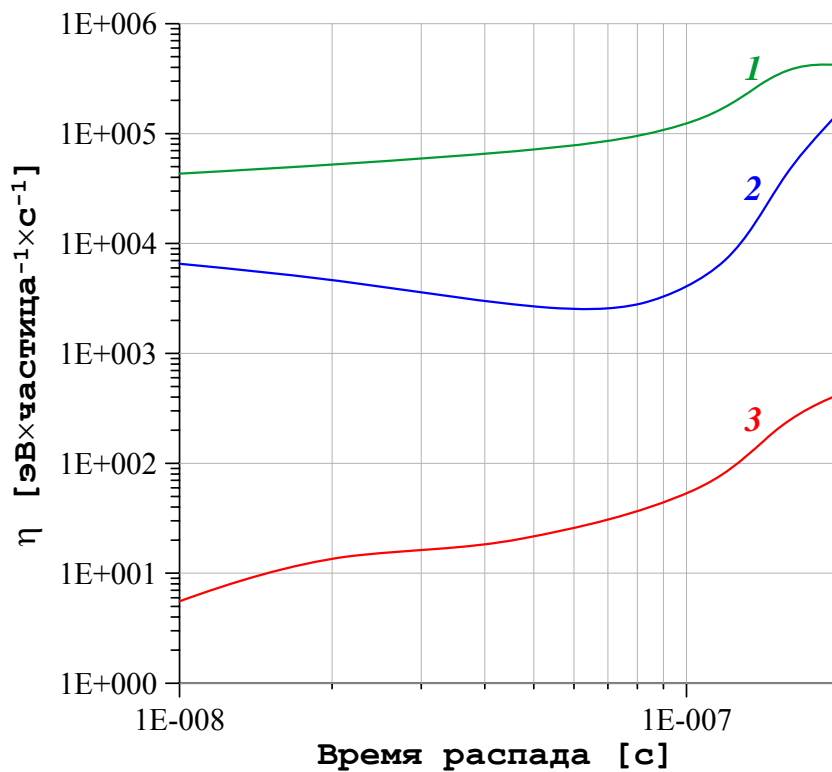


Рис.7. Сравнительный вклад различных механизмов в скорость нагрева объема лазерного стримера. **1** - нагрев при столкновительном тушении метастабильных состояний N₂ и O; **2** – рекомбинационный нагрев; **3** – нагрев в результате e - O(³P_j) столкновений