Зачетное задание Уланова Павла Юрьевича, группа 204М.

# Конспект статьи:

**«Energy balance in nanosecond pulse discharges in nitrogen and air»** 

#### 1. Экспериментальная установка.

Эксперимент проводился на в четырехлепестковой стеклянной ячейке с кварцевыми стеклами. В качестве электродов использовались сферических медных электрода диаметром 7,5 мм с зазором 10 мм. Взаимное расположение элементов представлено на Рис. 1. Наносекундный импульсный диффузионный нитевидный разряд поддерживался между электродами с помощью специального плазменного генератора. Разряд поддерживался в 100 Торр азота или сухого воздуха. Генератор дает возможность генерировать импульсы пикового напряжения в 10 кВ длительностью примерно 100 нс при низкой частоте следования импульсов – 50 Гц. Скорость потока в ячейке рассчитанная по скорости потока – примерно 0,25 м/с, следовательно, поток испытывает только 1-2 импульса.

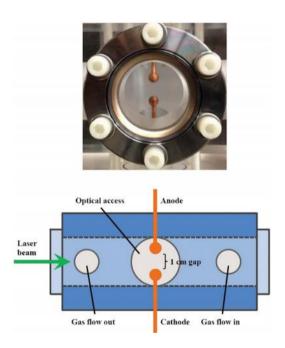


Рис. 1 – фотография (сверху) и схема разрядной ячейки (снизу)

Одним из преимуществ данного генератора — высокая энергия, передаваемая за импульс (15-20 мДж), что приводит к значительному нагреву и колебательной неравновесности.

Также в эксперименте использовалась ICCD камера (intensified charge-coupled device) для регистрации изображений разрядов с временем экспозиции 100 наносекунд.

## 2. Разряд.

В данной работе рассматривается наносекундный импульсный разряд, который генерируется между двумя сферическими электродами в азоте и в воздухе. На Рис. 2 показаны однкратные ICCD — изображения основного импульса и остаточного. На обоих изображениях нижний электрод заземлен. Отмечается частичное сжатие нити остаточного импульса. Диаметр нити, которая генерируется во время основного импульса составляет примерно 2 мм (FWHM радиального распределения интенсивности излучения.

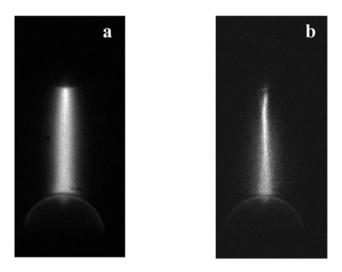


Рис. 2 - ICCD - изображения плазмы в воздухе во время основного импульса (а) и во время остаточного импульса (b) через 500 нс. Давление 100 Торр, экспозиция 100 нс.

## 3. Экспериментальные методики.

В данной работе производилось сравнение результатов моделирование с результатами предыдущих работ автора. Для получения экспериментальных результатов температурного расширения и заселённости колебательных уровней  $N_2(v=0-9)$  в разряде и остаточном свечении на центральной линии разрядной нити с временным разрешением использовалась методика пикосекундного широкополосного колебательного когерентного Анти – Стоксового Рамановского рассеяния света (CARS) с пространственным разрешением (длина взаимодействия в направлении лазерных лучей) 0,5 мм.

Поступательная и вращательная температура была получена с помощью вращательно колебательного спектра CARS (Q-ветвь полосы  $v=1 \to 0$ ) с использованием специализированного спектрального кода CARSFIT.

Получавшиеся в результате импульсного нагрева газа разрядной области волны сжатия регистрировались с помощью специальной Шлирен – схемы с фазовой синхронизацией.

# 4. Характеристики применяемых методов численного расчета.

В работе импульсный разряд моделируется с помощью одномерной аксиальной модели с осью координат направленной вдоль центральной линии нити. Остаточное свечение моделируется с использованием одномерной радиальной осесимметричной модели. Аксиальная модели включает в себя уравнение Пуассона, уравнение Больцмана для электронов плазмы включая электронные столкновения, уравнение ДЛЯ температуры электронов И нестационарное уравнение сохранения ДЛЯ плотностей заряженных частиц (электроны, положительные и отрицательные ионы) и нейтральных частиц (включая возбужденные электронные состояния N2, O2, N и О), а также уравнения для относительной заселенности колебательных уровней  $N_2$  и уравнения энергии тяжелых частиц.

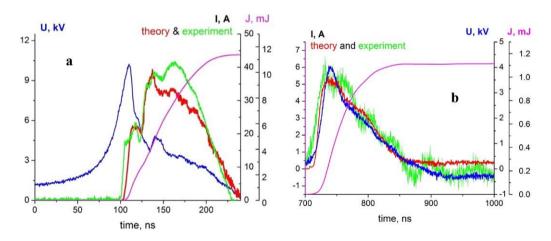


Рис.3 — Формы сигналов напряжения (эксперимент), тока (эксперимент и прогнозируемый) и связанной энергии (прогнозируемой) во время основного импульса (а), во время остаточного импульса (b) в воздухе при P=100 Торр.

В моделировании использовалась экспериментальная форма волны напряжения в качестве входных данных (Рис.3). Также была пересмотрена кинетика переноса энергии при столкновительном тушении (гашении) возбужденных электронных состояний молекул  $N_2$  и N, так как в ином случае модель предсказывала более быстрое повышение температуры в разряде и

остаточном свечении. В Таб. 1 представлены процессы тушения (гашения) частиц  $N_2$  и N и их коэффициенты скорости, используемые в моделировании.

	Process	Rate coefficient (cm <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> )	Energy defect (eV)
(R1)	$N_2(A^3\Sigma_u^+) + N_2(A^3\Sigma_u^+) \rightarrow N_2(B^3\Pi_G) + N_2(X^1\Sigma_u^+\nu = 12)$	$7.7 \times 10^{-11}$	1.76
(R2)	$N_2(A^3\Sigma_u^+) + N_2(A^3\Sigma_v^+) \rightarrow N_2(C^3\square_u) + N_2(X^1\Sigma_d^g) = 4$	$1.5 \times 10^{-10}$	0.18
(R3)	$N_2(A^{3}\Sigma_{+}^{+}) + N(^{4}S) \rightarrow N_2(X^{1}\Sigma_{+}^{+}, 6"v"9) + N(^{2}P)$	$4.4 \times 10^{-11}$	0.91-0.12
(R4)	$N_2(\alpha' \Sigma) + N_2 \rightarrow N_2(B^3 \Pi_0) + N_2$	$1.9 \times 10^{-13}$	0.24
(R5)	$N_2(\alpha^1 \Pi_{\alpha}) + N_2 \rightarrow N_2(\alpha^2 \Sigma_{\alpha}) + N_2$	$2 \times 10^{-11}$	0.15
(R6)	$N_2(w^1\Delta_0) + N_2 \rightarrow N_2(\alpha^1\Box_0) + N_2$	10-11	0.34
(R7)	$N_2(a''^1\Sigma_p^+) + N_2 \rightarrow N_2(a^1\Pi_g) + N_2$	$3 \times 10^{-13}$	3.7
(R8)	$N(^4S) + N(^4S) + N_2 \rightarrow N_2(B^3\Pi_g) + N_2$	$8.27 \times 10^{-34} \exp(500/T)$	2.44
(R9)	$N(^{2}D) + N_{2} \rightarrow N(^{4}S) + N_{2}$	$4.52 \times 10^{-14} \times T^{0.68} \cdot \exp(-1438/T)$	2.8
(R10)	$N(^{2}P) + N(^{4}S) \rightarrow N(^{4}S) + N(^{2}D)$	$6 \times 10^{-13}$	1.2
(R11)	$N(^{2}P) + N(^{4}S) \rightarrow N(^{4}S) + N(^{4}S)$	$1.8 \times 10^{-12}$	3.58
(R12)	$N(^{2}P) + N_{2} \rightarrow N(^{4}S) + N_{2}$	$3 \times 10^{-17}$	3.58
(R13)	$N_2(B^3 \prod_g) + N_2 \rightarrow N_2(A^3 \Sigma_g^+) + N_2(X^1 \Sigma_g^+, \nu = 4)$	$2.85 \times 10^{-11}$	0.86
(R14)	$N_2(W^3\Delta_0) + N_2 \rightarrow N_2(A^3\Sigma_0^+) + N_2(X^1\Sigma_0^+)v = 4$	$2.85 \times 10^{-11}$	0.06
(R15)	$N_2(B^{'3}\Sigma_{v}) + N_2 \rightarrow N_2(A^{3}\Sigma_{v}) + N_2(X^{1}\Sigma_{v}) = 7$	$2.85 \times 10^{-11}$	0.04
(R16)	$N_2(B^3 \square_g) + N_2 \rightarrow N_2(X^1 \Sigma_g^+) + N_2$	$1.5 \times 10^{-12}$	7.35
(R17)	$N_2(W^3\Delta_u) + N_2 \rightarrow N_2(X^1\Sigma_u^+) + N_2$	$1.5 \times 10^{-12}$	7.36
(R18)	$N_2(B'^{3}\Sigma_{-}) + N_2 \rightarrow N_2(X^{1}\Sigma_{+}^{g}) + N_2$	$1.5 \times 10^{-12}$	8.16
(R19)	$N_2(C^3 \prod_{\nu})^{1} + N_2 \rightarrow N_2(B^3 \prod_{\nu})^{g} + N_2(X^1 \Sigma_{g}^+ \nu) = 13$	$3.85 \times 10^{-12}$	0.21
(R20)	$N_2(E^{-3}\Sigma_g^+) + N_2 \rightarrow N_2(B^3\Pi_g) + N_2(X^{-1}\Sigma_g^+) v = 17$	$3.85 \times 10^{-12}$	0.11

Таб. 1 - Список процессов тушения (гашения) частиц N<sub>2</sub> и N и их коэффициенты скорости.

В модели остаточного свечения предполагается, что начальные радиальные распределения плотности частиц в конце разрядного импульса (при  $t=100~{\rm hc}$ ) соответствуют экспериментальной интенсивности широкополосного излучения плазмы в середине между электродами с аппроксимацией Гаусса с FWHM = 2 мм. В свою очередь радиальная модель включает зависящие от времени уравнения Навье – Стокса для сохранения массы, импульса, энергии, концентрации частиц и основное уравнение для населенности колебательных уровней  $N_2$ . Уравнения Пуассона и Больцмана не работают в момент остаточного свечения.

Главная цель радиальной модели — расчет эволюции температуры и давления в разрядной нити, которая зависит от быстрого нагрева в плазме и распространения результирующей волны сжатия в радиальном направлении. Моделирование проводилось в азоте и осушенном воздухе при давлении P = 100 Topp.

#### 5. Результаты.

На Рис. 3 показаны экспериментальные кривые напряжения, тока и энергии для основного импульса и для остаточного свечения, а также модельно предсказанные формы импульсов тока. Данные иллюстрируют хорошее соответствие между прогнозом и экспериментальными данными.

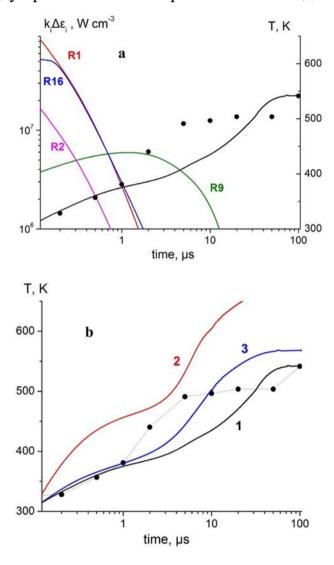


Рис. 4 – (а) зависимость температуры газа от времени в момент и после разрядного импульса в азоте, предсказанная моделью. Построена вместе с предсказанными скоростями диссипации энергии в доминирующих процессах передачи энергии. (b) Сравнение модели (линии) с экспериментальными данными (точки) с использованием различных предположений.

На Рис. 4 (а) сравниваются экспериментальные и экспериментально посчитанные температуры газа во время и после разряда в азоте. На Рис. 4 t = 0 соответствует началу нарастания тока основного импульса. Можно видеть, что в масштабе времени менее микросекунды, вплоть до  $t \approx 2$  мкс, двумя доминирующими процессами, контролирующими повышение температуры в

разряде и в послесвечении, являются реакция накопления энергии R1 (Таб. 1) и гашение состояния N2 ( $B_3\Pi$ ) реакция R16 (Таб. 1). На Рис. 4 (b) сравнивается повышение температуры азота, предсказываемое моделью, различных экспериментальными ланными c использованием трех предположений. Линия 1 показывает рост температуры, прогнозируемый базовой моделью с использованием реакций, перечисленных в Таб. 1. Видно, что температура достигает  $T \approx 500 \text{ K}$  при t = 100 мкс, что очень близко к экспериментальному значению. Однако рост температуры, прогнозируемый в более коротком временном масштабе,  $t \sim 1-10$  мкс, происходит заметно медленнее по сравнению с данными. Линия 2 показывает рост температуры, предсказанный моделью, предполагающей, что весь энергетический дефект в реакциях R1 и R2 термализуется, вместо того, чтобы храниться в колебательной моде основного электронного состояния азота,  $N_2(X^{1}\Sigma^{+}, \nu)$ .

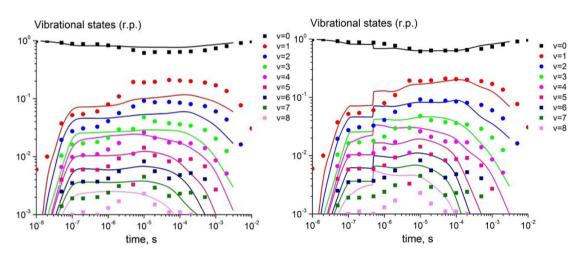


Рис. 5 — Экспериментальные и прогнозируемые населенности колебательных уровней  $N_2(v=0-9)$  в зависимости от времени после начала основного импульса разряда в азоте. Справа с учетом дополнительной энергической нагрузки за счет остаточного свечения.

Рис. 5 недооценивает значительный демонстрирует, что модель кратковременный рост населенностей колебательных уровней в масштабе времени ~ 1–10 мкс. Более точное значение было получено путем учета (импульса). Действительно, остаточного свечения добавление послеимпульсного разряда диаметром 0.67 мм, генерируемой при t = 500 нс, значительному предсказанных населенностей приводит скачку колебательных уровней, так что соответствуют они своим пиковым значениям, измеренным в послесвечении.

На Ри.6 продемонстрировано, что повышение температуры в плазме приводит к заметному скачку давления на центральной линии нити накала, предсказанному моделью, примерно на 30%. Поскольку рост давления

происходит в субакустическом масштабе времени, он генерирует радиальную волну сжатия, которая была обнаружена в азоте в нашей предыдущей работе.

В воздухе кинетика термализации энергии и повышения температуры во время и после разрядного импульса несколько усложняется (Рис. 6 справа). В этом случае температура в плазме демонстрирует хорошо выраженный двухступенчатый подъем, «быстрый» (субакустический) нагрев в масштабе времени менее микросекунды и «медленный» нагрев в масштабе времени ~ 50–500 мкс.

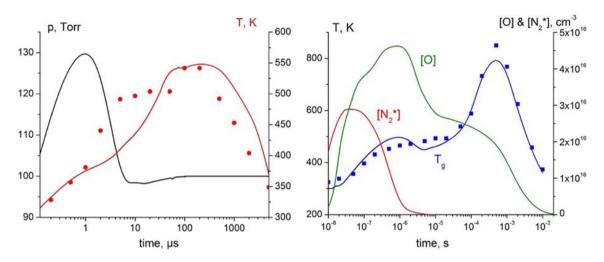


Рис. 6 — Временная зависимость температуры и давления газа на центральной линии нити во время и после разрядного импульса в азоте (слева). Температура и прогнозируемая плотность атомов О и общая плотность электронно-возбужденных состояний  $N_2$  в воздухе (справа).

Временной масштаб медленного нагрева можно оценить по суммарной скорости V-T релаксации азота атомами O, как это было сделано в нашей предыдущей работе. После достижения пика при  $T\approx 850~\mathrm{K}$  в масштабе времени примерно  $500~\mathrm{mkc}$  температура снижается примерно до комнатной в течение примерно  $10~\mathrm{mc}$  из-за радиальной диффузии, что согласуется с предсказаниями модели.

Модель демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными, воспроизводя экспериментальные формы импульсов тока разряда, а также доминирующие процессы разделения и передачи энергии в разряде и послесвечении. В частности, результаты показывают, что термализация энергии и повышение температуры происходит в две стадии: (i) «быстрый» нагрев, происходящий в масштабе времени  $\tau \sim 0.1-3$  мкс (в азоте) и  $\tau \sim 0.1-1$  мкс (в воздухе). , где преобладают процессы объединения энергии  $N_2(A^3\Sigma^+)$ , тушение  $N_2(B^3\Pi_g)$  и  $N(^2P,^2D)$  (в азоте) и тушение множественных возбужденных электронных состояний молекул  $N_2$  с помощью  $O_2$  (в воздухе) и (ii) «медленный» нагрев во временном масштабе  $\tau \sim 50-500$  мкс, вызванный, в первую очередь, колебательной релаксацией  $N_2$  атомами O (в воздухе) и

почти полностью отсутствует в азоте из-за гораздо более низкой скорости колебательной релаксации.

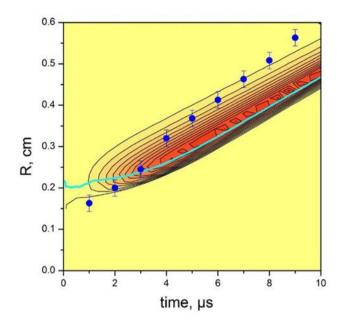


Рис. 7 - График распределения градиента давления после разрядного импульса в воздухе, показывающий прогнозируемую волну сжатия траектория (синяя линия) по сравнению с экспериментальной волновой траекторией (точки).

На Рис. 7 сравниваются координаты радиальной волны сжатия с временным разрешением, полученные с помощью Шлирен – метода, с положением фронта волны, рассчитанным по модели (максимум градиента плотности). Видно, что скорость волны сжатия, измеренная в эксперименте, значительно выше по сравнению с предсказаниями модели. Это расхождение не может быть объяснено предварительным подогревом газа предыдущими импульсами разряда. Результаты настоящей работы позволяют предположить, что этот эффект может быть вызван сочетанием дрожания разрядной нити и газодинамического расширения, вызванного быстрым нагревом.