

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЙСТВИЯ МОЩНОЙ ВСПЫШКИ
УЛЬТРАФИОЛЕТА ОТ СВЕТОВЫХ РАЗРЯДОВ В ГАЗАХ:
ОБНАРУЖЕНИЕ БЫСТРОВОЗНИКАЮЩЕГО ОРЕОЛА
ФОТОДИССОЦИАЦИИ, ОПЕРЕЖАЮЩЕГО УДАРНУЮ ВОЛНУ**

Г.А.Аскарьян, М.Г.Королев, Е.Г.Корчагина, К.Л.Якушкин

Институт общей физики РАН

117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 июня 1994 г.

Из приведенных экспериментов по фотодиссоциации газов вблизи мощных лазерных разрядов и оценок мощности и плотности потока ультрафиолета показано, что керн пробоя является рекордным по плотности потока источником ультрафиолета и за короткое время порядка длительности импульса лазера наблюдается новый физический эффект – быстро возникающий ореол сильной фотодиссоциации газа, опережающий ударную волну и рождающий свою собственную. Показано просветление сред для ультрафиолета из-за массовой фотодиссоциации и фотоионизации. На примере фреонов показана судьба многоатомных примесей в фоновом газе при воздействии ультрафиолета. Рассмотрены новые возможности очистки атмосферы от вредных примесей с помощью новых источников ультрафиолета (эксимерных ламп, излучения лазеров, лазерных разрядов и факелов). Указана аналогия действия кернов лазерных разрядов и стримеров СВЧ разрядов.

Ранее был обнаружен [1, 2] быстро возникающий ореол фотоионизации газа вспышкой ультрафиолета от лазерного разряда в газе или от факела на мишени. Были измерены по перекрытию СВЧ луча время возникновения ($\simeq 10$ нс) и размеры ореола $\simeq 2 \div 3$ см на уровне концентрации $n_e \simeq 10^{13}$ электрон/см³ при давлениях 1 атм. За такие малые времена ударная волна имела весьма малые размеры порядка долей мм. Эти работы были выполнены при энергиях лазера порядка нескольких Дж в двух- и одноатомных газах. Обнаружение ореола сыграло большую роль в развитии понимания явления генерации токов и полей в лазерной плазме.

В данной работе на гораздо большем уровне мощности при лазерном пробое в многоатомных газах обнаружено новое явление – быстро возникающий ореол фотодиссоциации молекул, показана рекордная плотность потока ультрафиолета, приводящая к массовой фотодиссоциации и просветлению среды, связанному с деструкцией молекул, рождению новой ударной волны, опережающей основную ударную волну.

1. Описание эксперимента. Схема дана на рис.1. Был использован неодимовый лазер (1) на базе ГОС 1000 с модуляцией добротности просвetaющимся LiF, дающий гигантский импульс длительностью по полуширине 30–40 нс и с энергией $Q_L \simeq 80$ Дж (то есть выходной мощностью $\simeq 2$ ГВт). Его луч (2) фокусировался линзой (3) с фокусным расстоянием $\simeq 8$ см внутрь сферической стеклянной колбы (4) объемом 1,2 л, заполненной фреоном-12 (CF_2Cl_2) или смесью фреона и воздуха при различных парциальных и полных давлениях. (В качестве многоатомного газа был выбран фреон не только потому, что он хорошо моделирует поведение и других многоатомных газов и примесей, и не только потому, что его деструкция легко диагносцируется, но и вследствие необходимости очистки атмосферы от фреонов [3] с целью защиты

озонового слоя.) В центре колбы в фокусе линзы создавался световой пробой. До и после серии выстрелов лазера (≈ 30 с интервалами 10 мин) бралась проба газа из колбы в предварительно откачиваемую мерную колбу (6) с ИК прозрачными окнами, помещаемую в луч спектрофотометра (7), настроенного на линию поглощения фреона 670 cm^{-1} , и фотометром (8) измерялась концентрация фреона по поглощению. Измерялись также наработка радикалов и их производных. Для измерения энергии лазерного импульса часть энергии отводилась стеклянной пластинкой на фотометр (8'). Луч был немного диафрагмирован для большей однородности распределения, и его энергия внутри колбы с учетом отражения от линзы и стенки колбы составляла $Q_p \approx 60\text{ Дж}$.

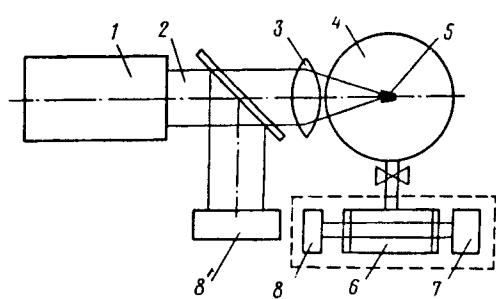


Рис.1

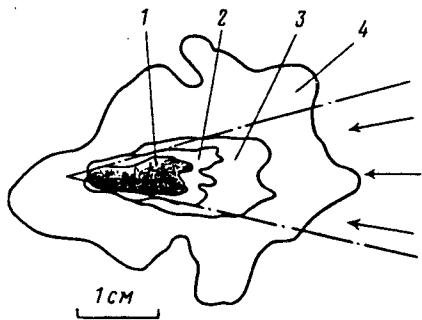


Рис.2

Рис.1. Схема установки для регистрации фотодиссоциирующего действия вспышки ультрафиолета от светового разряда: 1 – мощный импульсный неодимовый лазер, 2 – луч лазера, 3 – линза с фокусным расстоянием 8 см, 4 – стеклянная колба с исследуемым газом, 5 – световой пробой, 6 – мерная кювета с ИК прозрачными окнами, 7 – спектрофотометр, 8 и 8' – приемники излучения (8' – для измерения падающей мощности)

Рис.2. Интегральные фотографии лазерной искры с различными нейтральными фильтрами перед фотоаппаратом. Пропускание T_τ приведено на $\lambda = 500\text{ нм}$, 1 – $T_\tau = 3 \cdot 10^{-5}$, выявлен керн пробоя; 2 – $T_\tau = 5 \cdot 10^{-4}$; 3 – $T_\tau = 10^{-3}$; 4 – $T_\tau = 5 \cdot 10^{-2}$

Измерения показали, что за серию из 30 импульсов в колбе разрушалось $\approx 6\%$ фреона, то есть за один выстрел разрушался фреон примерно в объеме $\approx 2\text{ см}^3$, иначе – имели место затраты 6 эВ/мол. фреона. Эти данные относятся к чистому фреону и нормальным давлениям газа, когда поглощение света лазера в разряде было очень высоким.

Вид светового разряда был сфотографирован сбоку фотоаппаратом с открытym затвором (см. рис.2) с различными фильтрами, и при очень плотных фильтрах был выявлен центральный керн, являющийся начальной зоной энерговыделения. Керн имел вид конуса с длиной $l_0 \approx 1\text{ см}$ и диаметром основания $2a_0 \approx 5\text{ мм}$, то есть объем начальной зоны энерговыделения $V_0 \approx \pi a_0^2 l_0 / 3 \approx 6 \cdot 10^{-2}\text{ см}^3$. Отметим, что длина керна

$$l_0 \approx \int_0^\tau v_{cd} dt \approx \left(\frac{2I}{\rho_0} \right)_{cp}^{1/3} \tau$$

(где v_{cd} – скорость светодetonационной волны [4], I_0 – плотность лазерного потока и ρ_0 – плотность газа), то есть совпадает с путем, пройденным

светодетонационной волной за длительность лазерного импульса τ , а время поперечного разлета, как будет показано ниже, превышает длительность энерговыделения. По этим данным мы провели оценку энергии, мощности и плотности потока ультрафиолета и показали, что даже за длительность лазерного импульса эти параметры столь высоки, что могут вызвать много новых эффектов, включая и наблюденные объемы деструкции.

2. Оценка вспышки ультрафиолета и температуры керна. Большая плотность энерговыделения $q_{\text{ср}} \simeq Q_{\text{л}}/V_0 \simeq 60 \text{ Дж}/6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3 \simeq 10^3 \text{ Дж}/\text{см}^3$ показывает, что вещество керна находится в экстремальном сильно диссоциированном состоянии (сравним плотность энергии газа в нормальных условиях $p_0 \simeq 1 \text{ атм} \simeq 0,1 \text{ Дж}/\text{см}^3$). Можно оценить температуру с учетом затрат на диссоциацию и ионизацию и оценить вспышку излучения ультрафиолета за время, соизмеримое с длительностью лазерного импульса (то есть до разлета плазмы).

Уравнение баланса энергозатрат

$$\left\{ \Sigma \epsilon_{\text{д}} + \Sigma \epsilon_{\text{и}} + (k_i + k_e) \frac{3}{2} kT \right\} N_L \simeq q,$$

где N_L – число Лошмидта, $\Sigma \epsilon_{\text{д}} \simeq k_a \epsilon_{\text{д}} \simeq 30 \text{ эВ}$ – затраты на полную диссоциацию одной молекулы, $\Sigma \epsilon_{\text{и}} \simeq k_a \epsilon_{\text{i1}} \simeq 50 \div 60 \text{ эВ}$ – затраты на однократную ионизацию атомов молекулы, $\Sigma \epsilon_{\text{и}} \simeq k_a (\epsilon_{\text{i1}} + \epsilon_{\text{i2}}) \simeq 200 \text{ эВ}$ – затраты на двухкратную ионизацию атомов, k_i – число ионов, k_e – число образованных электронов. В первом случае $(k_i + k_e) \simeq 10$, во втором – $(k_i + k_e) \simeq 15$. Величина q определит через T , какой вариант будет реализовываться. Для оценки T для плотности энерговыделения q возьмем два значения: $q_{\text{ср}} \simeq Q_{\text{л}}/V_0$ и $q^* \sim I/v_{\text{ср}} \simeq I^{2/3} \rho_0^{1/3} \simeq P_{\text{л}}^{2/3} \rho_0^{1/3} / \pi^{2/3} a^{4/3}$. Возьмем для $a^* \simeq a_0/2$ среднего радиуса сечения конуса керна. В нашем случае $q^* \simeq 4q_{\text{ср}}$. Для двух сценариев получаются температуры в пределах $T \in 10 \div 20 \text{ эВ}$ с соответствующими степенями ионизации $k_e \simeq 1$ и $k_e \simeq 2$, соответственно.

Отметим, что хотя стартовые температуры не слишком велики, стартовые давления рекордно высокие из-за больших концентраций новых частиц.

Скорости бокового разлета $v_{\perp} \simeq \sqrt{p/\rho_0} \simeq 2 \cdot 10^6 \text{ см}/\text{с}$ дают время начального разлета $\tau_{\perp} < 10^{-7} \text{ с}$, то есть за длительность энерговыделения объем расширится не на много и стадия интенсивной вспышки ультрафиолета будет предшествовать началу формирования ударной волны.

Оценим начальную, наиболее интенсивную вспышку ультрафиолета.

Мощность излучения только тормозной природы с кубического сантиметра объема

$$w_{\text{торм}} \simeq n_e \frac{r_0}{c} \epsilon_e \nu_s \Delta \omega \simeq n_e \frac{r_0 \epsilon_e^2 \nu_s}{c \hbar}$$

в диапазоне частот $\Delta \omega \simeq \epsilon/\hbar$. Здесь частота кулоновских столкновений

$$\nu_s \simeq Z_{\text{эф}}^2 n_i \frac{\pi e^4}{\epsilon_e^2} \ln \Lambda \cdot v_e,$$

r_0 – классический радиус электрона, $Z_{\text{эф}}$ и n_i – кратность ионизации и концентрация ионов, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, e и v_e – заряд и скорость электронов. Для наших температур и объемов полная мощность излучения $w V_0$ оказывается соизмеримой с мощностью лазера. При этом тормозное

излучение – не единственный канал лучевых потерь, так как при наших температурах рекомбинационное и спектральное излучение может преобладать (см., например, [5] для близких элементов С, О и др.)

Эта оценка показывает, что керн световых разрядов в плотных газах является рекордным по плотности потока и эффективности преобразования лазерного излучения в ультрафиолет. По-видимому, следует учесть и потери энергии на излучение в балансе нагрева плазмы.

Обратим внимание на рекордно большую плотность потока ультрафиолетовых квантов $\dot{\eta} \simeq wa_0^2/2\hbar\omega \simeq 10^{27}$ квант/см²·с даже для $a \simeq 1$ см, что дает быстрый развал молекул в объеме, во много раз большем объема керна и ударной волны. (Вероятность фотодиссоциационного акта $x \simeq \dot{\eta}\tau_{\text{ФД}} \simeq 10^2$ при $a \simeq 1$ см.) Но при таких воздействиях должна проявиться прозрачность среды из-за массовой диссоциации и исчезания центров поглощения. В таком режиме просветления число диссоциирующих молекул определяется не по экспоненциальному закону, а из приравнивания полного числа квантов числу диссоциированных молекул. Из этой оценки получим величину объема ореола фотодиссоциации, сопоставимую с экспериментально полученной величиной.

Реальный процесс излучения более сложен, сначала идет стадия сильной диссоциации и ионизации керна, потом начинается воздействие на окружающий газ с участием рекомбинационного излучения с понижением степени диссоциации, возможны неравновесные процессы – такие, как отрыв электронной температуры от ионной до вскрытия следующего уровня. Главное, что ореол фотодиссоциации существенно опережает основную ударную волну и может создать свою собственную.

3. Ударная волна от ореола фотодиссоциации или ореола ионизации. Интересно отметить, что мощная вспышка ионизирующего и диссоциирующего ультрафиолета создаст свою собственную ударную волну, опережающую основную. Действительно, даже при однократных процессах фотовоздействия происходит не только увеличение числа частиц, но и выделяется энергия в газе из-за необходимого заметного превышения энергии кванта над пороговой (для достаточного увеличения сечения). Обычно эта энергия нескольких электронвольт остается в кинетических энергиях электрона или радикала и поэтому скачок давления $\Delta p > n_a \Delta \epsilon_{\text{ФД}} > 10^2$ атм возникает за 10^{-7} с на расстояниях $\simeq 1$ см, то есть она легко может быть диагностирована и отделена от основной, которая на этих же расстояниях будет иметь сопоставимую амплитуду через гораздо большее время $t \sim a^2/(E_{10}/\pi\rho_0)^{1/2} \simeq 3 \cdot 10^{-6}$ с, где E_{10} – погонное энерговыделение.

Под действием излучения и в ударных волнах возможны также диссоциация и требующие меньше энергии структурные превращения многоатомных молекул из-за взаимодействия возбужденных молекул, например, $\Phi^+ + \Phi^* \rightarrow \Phi_0 + \Phi$, где Φ_0 – устойчивые соединения (например, такие как CF_4 , не представляющие серьезной опасности).

Действие кернов световых пробоев имеет аналог при СВЧ пробоях, когда наблюдаются [6] характерные извилистые тонкие стримеры, похожие на огненные червики. Их видимые диаметры 1 мм и они образованы, по-видимому, стримерными пробоями в больших напряженностях СВЧ полей, усиленных на краях стримеров. Большие плотности энерговыделения в таких стримерах приводят к мощным вспышкам ультрафиолета, напоминающим действие кернов лазерных пробоев.

4. Судьба отдельных многоатомных молекул (случай малых концентраций). В связи с практическими применениями [3] представляет прямой интерес поведение примесей при малых концентрациях $10^9 - 10^{10}$ молек/см³ в фоновых газах (например, реальные примеси средней концентрации фреонов в атмосфере). Можно оценить время жизни таких молекул при взаимодействии их с возбужденными молекулами фона, созданными, например, другим разрядом [3] или другим излучением.

Если задана концентрация возбужденных молекул n_a^* , то вероятность столкновения с ними примесных $x \simeq n^* \sigma v \tau^*$, где τ^* – время жизни возбужденных молекул. Например, для $\sigma \simeq 10^{-15}$ см², $v_a = 3 \cdot 10^4$ см/с и $\tau^* \simeq 1$ мс (для колебательного возбуждения), получим $x \simeq 1$ при $n^* \simeq 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³, то есть действующая концентрация довольно мала и соответствует малым концентрациям вложенной в фоновый газ энергии 10^{-5} Дж/см³.

Возможно также предварительное возбуждение молекул примеси резонансным светом (например, колебательное или электронное возбуждение излучением лазера) и последующее разрушение примесей вспышкой ультрафиолета, не перехватываемого невозбужденными молекулами фонового газа. Это может оказаться более эффективным, чем предложенный недавно резонансный развал молекул примесей мощным лазерным излучением [7].

Новая техника мощных источников ультрафиолета (эксимерные лампы и лазеры, разрядные открытые источники, использующие электрический, СВЧ или лазерный импульсный, или непрерывно горящий разряды, лазерные факелы и др.) позволяет многопланово и эффективно влиять на примеси. Судьба примесей весьма существенна не только для очистки атмосферы, но и для исследования новых возможностей инициирования и наблюдения молекулярных процессов при больших плотностях излучения и ударных воздействиях, которым так сильно подвержены многоатомные молекулы, имеющие большие сечения адаптации ультрафиолета и многоканальности возбуждения, приводящих к их массовой диссоциации и новым физическим эффектам, аналогичным описанным в данной статье.

Авторы выражают благодарность И.А.Коссому, Г.М.Батанову и В.П.Силакову за интерес к работе и обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-15438).

-
1. Г.А.Аскарьян, М.С.Рабинович, М.М.Савченко, В.К.Степанов, Письма в ЖЭТФ 3, 465 (1966).
 2. Т.У.Арифов, Г.А.Аскарьян, Н.М.Тарасова, Письма в ЖЭТФ 8, 128 (1968); ЖЭТФ 56, 516 (1969).
 3. Г.А.Аскарьян, Г.М.Батанов, А.Э.Бархударов и др., Письма в ЖЭТФ 55, 500 (1992); Физика плазмы 18, 1198 (1992).
 4. Ю.П.Райзер, Лазерная искра и распространение разрядов, М.: Наука, 1974 г.
 5. Л.А.Арцимович, Управляемые термоядерные реакции, М.: Физматгиз, 1961, с.68.
 6. В.Г.Аветисов, С.И.Грициани, А.В.Ким и др., Письма в ЖЭТФ 51, 306 (1990).
 7. T.H.Stix, J. Appl. Phys. 66, 5622 (1989); ISPP-7 Piero Caldriola, Control Active Global Experiment (CAGE) / E.Sindoni and A.Y.Wong, SIF, Bologna, 1991, p.281.