

04;07;12

## Исследование предельных энергетических характеристик комбинированного разряда в потоке газов

© В.В. Осипов, М.Г. Иванов, В.В. Лисенков

Институт электрофизики УрО РАН,  
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 27 ноября 1996 г.)

Используя комбинированный метод возбуждения газовой среды, исследуются энергетические характеристики несамостоятельного разряда в зависимости от емкости конденсаторной батареи, числа импульсов в пакете, частоты следования пакетов при различном временном интервале между импульсами в пакете и скоростями прокачки газа. Показано, что при оптимальных условиях накачки лазеров ИК диапазона средняя мощность разряда может достигать  $8.5 \text{ W/cm}^3$  при импульсной мощности  $25 \text{ W/cm}^3$ .

### Введение

Создание  $\text{CO}_2$  и  $\text{CO}$  лазеров нового поколения, способных генерировать излучение с удельной средней мощностью  $2\text{--}3 \text{ W/cm}^3$  при КПД  $15\text{--}20\%$  в активных средах объемом в десятки и сотни литров, является крайне важной задачей, тем более, что возможность ее решения обоснована наличием лазеров, в которых накачка среды производится несамостоятельным разрядом, управляемым электронным пучком [1,2]. Однако лазеры нового поколения кроме достоинств электроионизационных лазеров должны обладать важными дополнительными качествами: долговечностью и надежностью в работе, отсутствием радиационной опасности, малыми габаритами. Основные надежды на решение данной задачи, по видимому, следует связывать с заменой электронного пучка самостоятельным разрядом малой длительности, создающем плазму с заданной концентрацией [3]. При этом основная доля энергии в газ вводится несамостоятельным разрядом в распадающейся плазме. Аналогом таких лазеров могут служить электроионизационные лазеры, возбуждаемые несамостоятельным разрядом, инициируемым электронным пучком [4], которые мало чем уступают другим типам электроионизационных лазеров.

Разряды, сочетающие последовательные ярко выраженные стадии самостоятельного и несамостоятельного разрядов, получили название комбинированных разрядов. Для их возбуждения предложен ряд методов [3,5,6], отличающихся вариантами развязки электрических цепей самостоятельного и несамостоятельного разрядов. Проверка возможности реализации этих методов проводилась, как правило, в условиях отсутствия прокачки газа, в режимах одиночных импульсов [3] или пакета импульсов [5,6] и показала возможность реализации объемных разрядов с удельными мощностями более  $10 \text{ W/cm}^3$  [3] и даже более  $100 \text{ W/cm}^3$  [6]. При этом предполагалось, что если обеспечить смену газа за время действия импульса несамостоятельного разряда, то подобные характеристики можно реализовать в непрерывном режиме. Однако длительное время реализовать это не удавалось, поскольку прокачка газа вносит существен-

ные изменения в энергетику разряда. Лишь в последнее время благодаря исследованиям [7,8] появились надежды на решение этой проблемы.

В частности, в [7] сообщается о создании двенадцатимодульного  $\text{CO}_2$  лазера с объемом активной среды 40 л и средней мощностью излучения 10 кВт, где накачка среды производилась комбинированным разрядом. В лазере [8] с объемом активной среды 10 л, накачиваемом непрерывным самостоятельным разрядом с интенсивной предварительной ионизацией среды, получена еще большая мощность излучения — 20 кВт. К сожалению, авторам [7,8] не удалось избежать необходимости использования резистивной стабилизации разряда, что, как известно, не менее чем в два раза снижает полный КПД лазера.

В настоящей работе развивается новый метод возбуждения комбинированного разряда, согласно которому в цепях самостоятельного и несамостоятельного разрядов отсутствуют элементы, ограничивающие ток. Основное внимание уделяется исследованию влияния на предельные энергетические характеристики разрядов параметров среды, элементов цепи питания и их местоположения относительно разрядной зоны.

### Методика эксперимента

Принципиальная схема возбуждения комбинированного разряда аналогична приведенной в работе [9]. При проведении экспериментов общий объем разрядной зоны составлял  $4.2 \times 2 \times 80 \text{ см}$ , высота каждого из межэлектродных промежутков 2.1 см. Средний электрод был выполнен в виде пластины толщиной 1 см, основные электроды имели цилиндрическую поверхность большого радиуса. Электроды вспомогательного разряда (в виде ряда острий), производящего предварительную ионизацию, располагались вблизи основных электродов в различных местах газовой кюветы. Полная емкость конденсаторов вспомогательного разряда не превышала 1.5 нФ. Частота следования и амплитуда высоковольтных импульсов, обеспечивающих зажигание самостоятельного разряда,

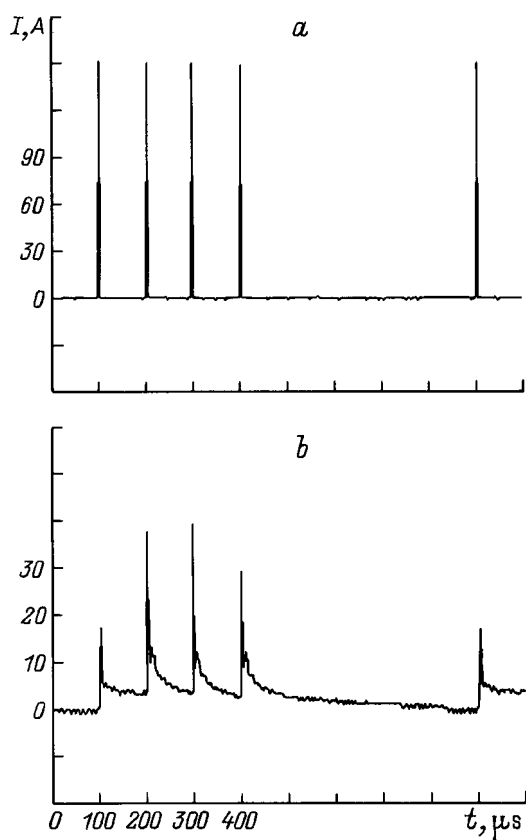


Рис. 1. Осциллограммы импульсов тока самостоятельного (а) и несамостоятельного (b) разрядов.

могли регулироваться в пределах 0.1–20 kHz и 6–15 kV соответственно. Для исследования пакетного режима импульсов накачки была собрана схема, позволяющая изменять частоту следования пакетов, число импульсов в пакете и время между этими импульсами. Соответственно, изменяя эти параметры, можно было получить и квазинепрерывный режим подачи импульсов с постоянной частотой. Емкость конденсаторов самостоятельного разряда составляла 2 nF. Источник питания несамостоятельного разряда мощностью до 7.5 kW мог поддерживать постоянное напряжение на электродах 1–2.5 kV. Емкость блока конденсаторов несамостоятельного разряда в ходе экспериментов варьировалась в диапазоне 1–11 μF.

Скорость газового потока через разрядную камеру могла изменяться в пределах 0–50 m/s. Газовая смесь при проведении большинства экспериментов имела состав  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 2 : 14 : 44 \text{ mm/Hg}$ .

Предельные энергетические характеристики объемного разряда определялись на основе регистрации и анализа осциллограмм тока разряда и напряжения на электродах. Характерные осциллограммы импульсов тока самостоятельного разряда (а), производящего ионизацию рабочей среды, и несамостоятельного разряда (b), обеспечивающего ввод основной доли энергии в газ на стадии распада плазмы, приведены на рис. 1. Длительность

тока самостоятельного разряда составляет  $10^{-7}$  s, в то время как для несамостоятельного разряда она меняется в ходе экспериментов от  $10^{-4}$  до  $1.5 \cdot 10^{-4}$  s. Анализ соотношения энергий, поступающих в газ на стадии самостоятельного ( $W_c$ ) и несамостоятельного ( $W$ ) разрядов, показывает, что оно в типичных режимах составляет  $\sim 5\%$ . Видно также, что, несмотря на постоянство амплитуды импульсов тока самостоятельного разряда, амплитуда импульсов тока несамостоятельного разряда в пакете вначале нарастает, а затем снижается. Если нарастание амплитуды связано с особенностями используемой схемы возбуждения, то ее спад, по нашему мнению, обусловлен наработкой в среде электроотрицательных компонент типа  $\text{O}_2$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{NO}$ , увеличивающих скорость прилипательных процессов и снижающих ток разряда [10].

Энергия, вводимая в активную среду на стадии несамостоятельного разряда, определялась графическим интегрированием произведения тока и напряжения

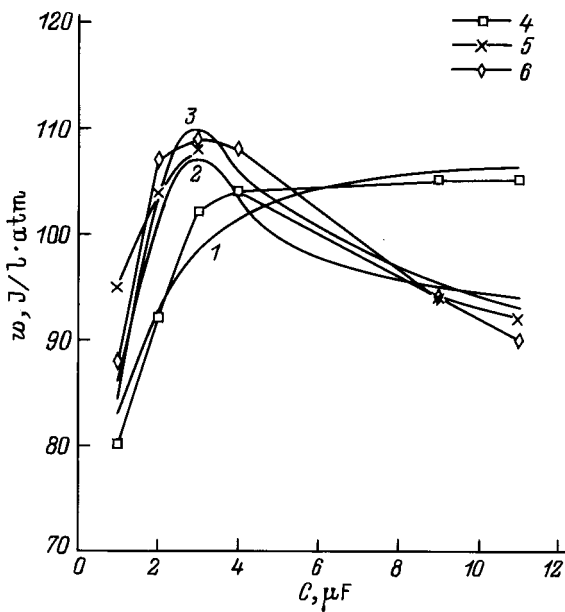
$$W = \int_0^{\infty} I(t)U(t)dt,$$

где  $I(t)$  и  $U(t)$  — ток и напряжение несамостоятельного разряда.

## Результаты исследований

В ходе экспериментов исследовались предельные электрические мощность и энергия, поступающие в газ в течение пакета импульсов, в зависимости от емкости конденсаторной батареи, питающей несамостоятельный разряд, частоты следования пакетов импульсов, числа импульсов в пакете и временного интервала между ними, т.е. находились оптимальные значения этих параметров при условии устойчивого горения объемного разряда.

В первую очередь выяснялось оптимальное местоположение вспомогательного разряда, производящего предварительную ионизацию среды. При этом система электродов для его возбуждения устанавливалась "вверх" или "вниз" по потоку газа на расстоянии соответственно 0.5–10 и 4–10 см от электродов основного разряда или под ними. В последнем случае в электродах имелись щели для прохождения излучения вспомогательного разряда. Зависимости концентрации электродов в самостоятельном разряде от емкости конденсаторов, питающих вспомогательный разряд, при различном его местоположении приведены в [9]. Здесь же отметим, что наилучшая устойчивость разряда и соответственно максимальные энерговклады и несамостоятельный разряд были получены, когда вспомогательный разряд располагался "выше" по потоку и как можно ближе к основному разряду, что было особенно заметно в смесях с  $\text{CO}_2$ , так как испускаемое УФ излучение сильно поглощается молекулами  $\text{CO}_2$ . Также заметим, что



**Рис. 2.** Зависимости удельного энерговклада от емкости конденсаторной батареи несамостоятельного разряда. Время между импульсами в пакете 100 μs; 1, 4 — 2 импульса; 2, 5 — 3; 3, 6 — 4 импульса в пакете; 1–3 — расчет, 4–6 — эксперимент.

наилучшие результаты были получены, когда обеспечивалась максимальная освещенность катода, так как большее значение для зажигания однородного разряда имеет фотоэмиссия электронов с катода. В то же время при зажигании вспомогательного разряда под электродами основного разряда неоднородная структура электродов существенно сказывается на неоднородности основного разряда. Исходя из полученных результатов, острия электродов вспомогательного разряда были установлены на расстоянии 5 mm перед электродами основного разряда "вверх" по потоку газа. При этом, так как катодом в самостоятельном разряде служила промежуточная пластина, обеспечивалась именно ее максимальная освещенность.

Одним из наиболее важных параметров, влияющих на энергию, вводимую в газ, и габариты лазера, является емкость конденсаторной батареи, питающей несамостоятельный разряд. Ранее величина этой емкости оптимизировалась для несамостоятельного разряда, инициируемого электронным пучком, возбуждаемого в режиме одиночных импульсов [11]. Поскольку в нашем случае возбуждение осуществлялось пакетом импульсов в пороговых условиях с точки зрения контракции разряда, то логично ожидать расхождение наших данных с полученными в [11].

Результаты выбора оптимальной емкости конденсаторной батареи, при которой сохраняется объемный вид разряда, приведены на рис. 2 в виде зависимостей приведенной удельной энергии, введенной в разряд, от ее емкости. Эксперименты выполнялись при частоте следования пакета 100 Hz и скорости прокачки 50 m/s, т.е. между импульсами реализовывалась 25-кратная смена газа. Это

с большим запасом обеспечивало выполнение условия отсутствия влияния предыдущего импульса на последующий. Поэтому можно утверждать, что контракция объемного разряда обуславливалась только процессами, происходящими в течение пакета импульсов.

Видно, что, когда число импульсов в пакете не более двух, кривая 4 в диапазоне 4–6 μF выходит на насыщение и энергия, вводимая в газ пакетом импульсов, не зависит от емкости конденсаторной батареи  $C$ . Заметим, что при получении данной зависимости начальное напряжение  $U_0$ , подаваемое на электроды, при изменении емкости  $C$  не менялось. Если число импульсов в пакете 3 и более, кривые 5, 6 имеют достаточно ярко выраженный максимум при  $C_m$ , равном 2–4 μF. В последнем случае одновременно с увеличением емкости более 3 μF (после достижения максимума) снижалось начальное напряжение на конденсаторной батарее ( $U_0$ ) до уровня, обеспечивающего отсутствие контракции разряда. Для того чтобы объяснить такой ход кривых и определить оптимальную  $C$ , были проанализированы распад плазмы и его влияние на предельные энергетические характеристики объемного разряда. Для этого рассматривалась система уравнений, учитывающая разрядку конденсаторной батареи вследствие протекания тока несамостоятельного разряда и уменьшения концентрации электронов из-за процессов прилипания и рекомбинации

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{S}{Cd} e\mu U n_e,$$

$$\frac{dn_e}{dt} = (\nu_i - \nu_D) n_e - \beta n_e^2, \quad (1)$$

где  $S$  — площадь электродов,  $C$  — емкость конденсатора,  $\mu$  — подвижность электронов,  $d$  — межэлектродное расстояние,  $\nu_i$  и  $\nu_D$  — частоты соответственно ионизации и диссоциативного прилипания,  $\beta$  — коэффициент электрон-ионной рекомбинации.

Значения кинетических коэффициентов, за исключением  $\beta$ , были получены с помощью численного решения уравнения Больцмана. Значение  $\beta$  было взято из работы [12].

Решая систему (1), можно получить следующее выражение для остаточного напряжения на конденсаторе:

$$U_{res} = U_0 \exp \left[ -\frac{eS\mu}{Cd} \left( (K-1) \int_0^{\tau_{imp}} \frac{dt}{Y} + \int_0^{\infty} \frac{dt}{Y} \right) \right], \quad (2)$$

где

$$Y = \left( \frac{1}{n_0} + \frac{\beta}{\nu_D - \nu_i} \right) \exp((\nu_D - \nu_i)t) - \frac{\beta}{\nu_D - \nu_i},$$

$U_0$  — начальное напряжение на конденсаторной батарее,  $K$  — число импульсов в пакете. Удельную энергию, введенную в газ можно определить как

$$w = \frac{C}{2Sd} (U_0^2 - U_{res}^0), \quad (3)$$

где  $U_{res}$  вычисляется по формуле (2).

Для случая двух импульсов в пакете зависимость  $w$  от  $C$  рассчитывалась по формуле (3) в предположении постоянства  $U_0$  (рис. 2, кривая 1). При этом наблюдается неплохое сходство с экспериментом (кривая 4).

Видно, что при малых  $C$   $w$  растет линейно с ростом  $C$ . При больших  $C$  рост  $w$  становится незначительным вследствие уменьшения степени разрядки конденсатора и  $w$  стремится к своему предельному значению

$$w_{\max} = \left(\frac{U_0}{d}\right)^2 e\mu \int_0^{\infty} n_e dt.$$

Очевидно, что оптимальное значение емкости будет то, при котором наступает насыщение роста  $w$ .

При дальнейшем увеличении числа импульсов в пакете характер зависимости  $w$  от  $C$  принципиально меняется. Рост  $w$  при малых  $C$  сменяется спадом при больших  $C$ . Причиной этого является возникновение неустойчивостей. В результате для получения безыскрового режима в ходе экспериментов, как уже было сказано выше, приходилось снижать начальное напряжение несамостоятельного разряда с увеличением емкости, что и вело к уменьшению  $w$ .

Чтобы объяснить данные результаты предполагалось следующее. В результате теплового расширения нагретого газа происходит уменьшение его числовой плотности  $N$ , что приводит к увеличению отношения  $E/N$  в межэлектродном промежутке. Если за время длительности цуга  $\tau_n = K\tau_{\text{imp}}$  газ успевает прогреться настолько, что  $E/N$  превысит некоторое критическое значение  $(E/N)_k$ , то вследствие развития тепловой неустойчивости разряда образуется искровой канал.

Действительно, в случае малых емкостей уменьшение  $N$  компенсируется уменьшением  $E$  вследствие разрядки конденсатора. С увеличением емкости степень разрядки конденсатора уменьшается и не в состоянии компенсировать рост  $E/N$  из-за теплового расширения газа. В результате при емкости конденсатора более  $C_m \approx 3\mu F$   $E/N$  в конце пакета импульсов превышает его начальное значение. Именно при  $C > C_m$  и наблюдается спад экспериментальных кривых  $w = w(C)$ .

Таким образом, для  $C > C_m$ , используя условие

$$\frac{U_{\text{res}}}{dN_d} = (E/N)_k, \quad (4)$$

где  $N_d$  — числовая плотность газа в конце пакета импульсов.

Используя (2) и (4), можно получить следующие выражения для  $U_{\text{res}}$  и  $U_0$ :

$$U_{\text{res}} = (E/N)_k dN_d, \quad (5)$$

$$U_0 = (E/N)_k dN_d \times \exp\left[\frac{eS\mu}{Cd} \left( (K-1) \int_0^{\tau_{\text{imp}}} \frac{dt}{Y} + \int_0^{\infty} \frac{dt}{Y} \right)\right]. \quad (6)$$

Значение  $N_d$  определяется как

$$N_d = N_0 \frac{T_0}{T_d}, \quad (7)$$

где  $N_0$  и  $T_0$  — начальные значения температуры и числовой плотности газа, соответственно  $T_d$  — температура газа в момент времени

$$T_d = T_0 + \xi \frac{w}{c_p}, \quad (8)$$

где  $c_p$  — теплоемкость газа;  $\xi$  — доля энергии, перешедшая в тепло к моменту времени  $\tau_d$ .

Чтобы определить  $\xi$  был проведен численный анализ кинетики заселения и тепловой релаксации основных колебательно-возбужденных состояний молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ . Необходимые константы были взяты из работы [13]. Для пакетов из двух, трех и четырех импульсов значения  $\xi$  соответственно равны 0.35, 0.4, 0.47. В результате выражения для  $U_{\text{res}}$  и  $U_0$  принимают вид

$$U_{\text{res}} = (E/N)_k dN_0 \frac{T_0}{T_0 + \xi \frac{w}{c_p}}, \quad (9)$$

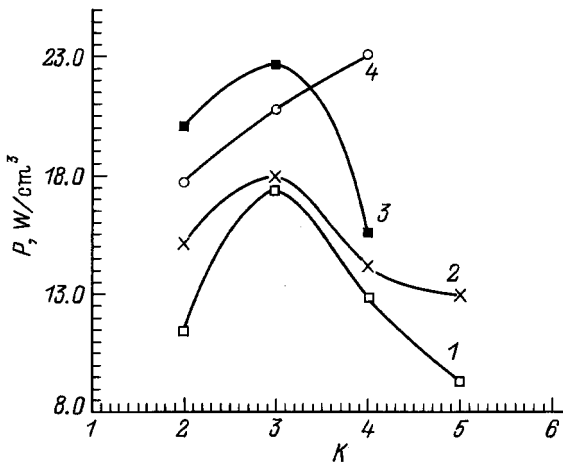
$$U_0 = (E/N)_k dN_0 \frac{T_0}{T_0 + \xi \frac{w}{c_p}} \times \exp\left[\frac{eS\mu}{Cd} \left( (K-1) \int_0^{\tau_{\text{imp}}} \frac{dt}{Y} + \int_0^{\infty} \frac{dt}{Y} \right)\right]. \quad (10)$$

Значения  $(E/N)_k$  определялись из анализа экспериментальных данных.

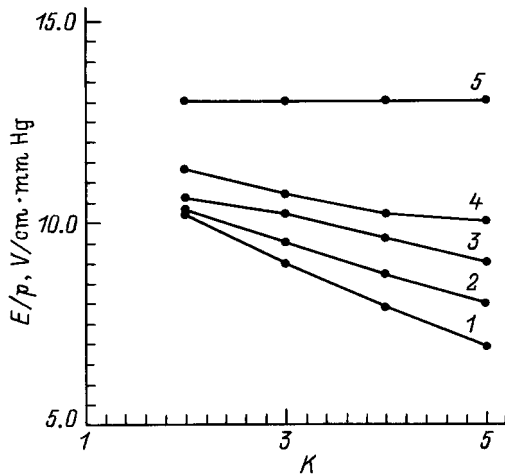
Как уже отмечалось выше, авторы связывают наличие  $(E/N)_k$  с развитием перегревно-ионизационной неустойчивости и предлагают следующее обоснование данного положения. Известно [14], что инкремент перегревно-ионизационной неустойчивости пропорционален  $\Omega \sim E^2/N \sim (E/N)^2 N$ . Величина  $\Omega t$  характеризует степень развития неустойчивости за время  $t$ . Если вычислить произведение  $(E/N)_k^2 N_d \tau_d$ , для двух, трех и четырех импульсов в пакете, то обнаружится, что для всех трех случаев данная величина постоянна (с точностью  $\sim 5\%$ ). Это доказывает, что в наших условиях контракция разряда обусловлена развитием именно тепловой (перегревно-ионизационной) неустойчивости.

Таким образом, для определения оптимальной емкости конденсаторной батареи расчет  $w = w(C)$  следует производить по формуле (3), соблюдая следующие условия: при числе импульсов в пакете  $K = 2$ , а так же при  $K = 3-4$  и  $C \leq C_m$   $U_0 = \text{const}$ ,  $U_{\text{res}}$  определяется по формуле (2); при  $K = 3-4$  и  $C > C_m$   $U_0$  определяется по формуле (10),  $U_{\text{res}}$  — по формуле (9). Полученные таким способом расчетные кривые 1-3 на рис. 2 неплохо согласуются с экспериментальными кривыми 4-6 на рис. 2.

В ходе работы исследовалась также зависимость предельной мощности несамостоятельного разряда от числа



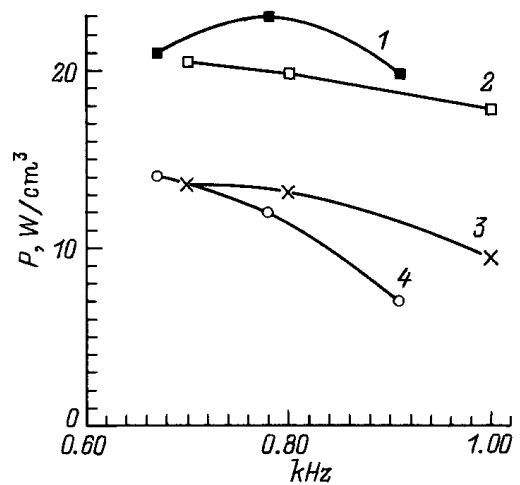
**Рис. 3.** Зависимость удельной мощности несамостоятельного разряда от числа импульсов в пакете.  $C, \mu\text{F}$ : 1 — 11, 2 — 4, 3 — 2, 4 — 1.



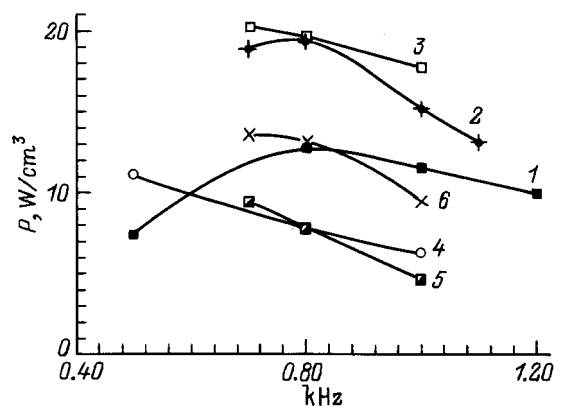
**Рис. 4.** Зависимость отношения  $E/p$  несамостоятельного разряда от числа импульсов в пакете.  $C, \mu\text{F}$ : 1 — 11, 2 — 9, 3 — 4, 4 — 3, 5 — 1.

импульсов в пакете и частоты следования пакетов. Было установлено, что выбранному значению емкости конденсаторов несамостоятельного разряда соответствует свое оптимальное число импульсов в пакете (рис. 3). Так, при количестве импульсов в пакете меньше трех не достигается максимальная мощность разряда, а при большем трех снижается его устойчивость и соответственно приходится снижать начальное напряжение на накопительной емкости несамостоятельного разряда. В то же время маленькая емкость позволяет поднять начальное напряжение на разряде и увеличить энерговыход за первые импульсы, но при большом количестве импульсов она существенно разряжается и в течение последующих импульсов скорость ввода энергии в газ резко снижается. Значения начальной напряженности электрического поля  $E_0/p$  несамостоятельного разряда при различном числе импульсов в пакете и емкости конденсаторной батареи приведены на рис. 4.

На рис. 5, 6 приведены зависимости средней мощности несамостоятельного разряда  $P$  от частоты следования пакетов импульсов при различных временных интервалах между импульсами в пакете, скоростях прокачки газа и числе импульсов в пакете. Очевидно, что, пока влияние предыдущего импульса на последующий незначительно,  $P$  растет по мере увеличения частоты следования импульсов, и наоборот. Видно, что при одинаковой скорости потока газа на низкой частоте следования пакетов ( $< 700 \text{ Hz}$ ) эффективен режим с большим временем между импульсами, а на больших частотах пакетов становится необходимо уменьшать или время между импульсами в пакете (рис. 5) или число импульсов в пакете (рис. 6). При меньшей же скорости прокачки необходимо снижать частоту или уменьшать длительность пакета.



**Рис. 5.** Зависимость удельной мощности несамостоятельного разряда от частоты следования пакетов импульсов при различных скоростях потока газа и длительности пакетов (в пакете 3 импульса). 1, 2 — 50; 3, 4 — 40 m/s;  $\tau_{\text{imp}}, \mu\text{s}$ : 1, 3 — 100; 2, 4 — 150.



**Рис. 6.** Зависимость удельной мощности несамостоятельного разряда от частоты следования пакетов импульсов при различных скоростях потока газа и числе импульсов в пакете.  $\tau_{\text{imp}} = 100 \text{ мкс}$ ; 1–3 — 50, 4–6 — 40 m/s; 1, 4 — 1 импульс; 2, 5 — 2 импульса; 3, 6 — 3 импульса в пакете.

Данный вывод хорошо согласуется с результатами, приведенными в [7], где авторы, к сожалению, не указали на видимые причины такой зависимости. В проводимых экспериментах был замечен устойчивый максимум энерговыделений в несамостоятельный разряд на частотах  $\sim 800$  Hz как в дуговом, так и в квазинепрерывном режимах, хотя самостоятельный разряд устойчиво горел на частотах до 15 kHz.

Мы склонны связывать это с процессами энерговыделения в наименее устойчивой части разряда — катодном слое и соответственно развитием тепловой неустойчивости в прикатодной области. Следовательно, эффективная длительность пакета импульсов ограничивается временем зарождения тепловой неустойчивости на катоде, а время между пакетами (больше, чем необходимо для однократной смены газа) обусловлено необходимостью охлаждения газа в плохо прокачиваемом пограничном приэлектродном слое. Проведенные расчеты показали, что для условий эксперимента длина катодного падения практически равнялась толщине пограничного слоя Прандтля.

Одновременно с этим, по-видимому, имеет место развитие акустических процессов [15]. В момент начала протекания тока через разрядный промежуток в обе стороны по потоку газа уходит ударная волна, усиливающаяся в зоне несамостоятельного разряда. Соответственно длительность пакета импульсов ограничена временем возврата ударной волны в разрядную зону. А перерыв между пакетами необходим для того, чтобы все созданные неоднородности плотности газа ушли вместе с потоком.

В ходе экспериментов найдены оптимальные состав и давление рабочей смеси для получения максимального энерговыдела в активную среду при устойчивой работе лазера (без контрагирования объемного разряда). В газовой смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 7 : 22$  давлением 60 Torr при частоте следования пакетов импульсов накачки 800 Hz 3 импульса в пакете через  $100 \mu\text{s}$  каждый было рассеяно 5.2 kW средней мощности несамостоятельного разряда. При увеличении частоты импульсов в пакете до 20 kHz и числа импульсов до 6, при частоте следования пакетов 600 Hz средняя рассеиваемая мощность повысилась до 6 kW, что соответствует средней удельной мощности  $8.5 \text{ W/cm}^3$ , или за время пакета импульсов, в течение которых производится накачка,  $25 \text{ W/cm}^3$ . Это превышает аналогичный параметр известных образцов технологических лазеров. Необходимо отметить, что для получения этих результатов не возникло необходимости применения секционированных электродов и резистивной развязки, что значительно повысило однородность разряда и эффективность ввода энергии в газ.

## Заключение

В заключение выделим основные результаты.

Показано, что энергетические параметры комбинированного разряда могут быть близкими к тем, которые реализуются в несамостоятельном разряде, контролируемом электронным пучком.

Определены предельные энергетические характеристики несамостоятельного разряда в зависимости от емкости конденсаторной батареи, числа импульсов в пакете, частоты следования пакетов при различных временных интервалах между импульсами в пакете и скоростях прокачки газа.

Предложена методика расчета оптимальной емкости конденсаторной батареи, питающей несамостоятельный разряд.

## Список литературы

- [1] Бугаев С.П., Бычков Ю.И., Карлова Е.К. и др. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. Вып. 10. С. 492–496.
- [2] Бычков Ю.И., Карлова Е.К., Карлов Н.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 5. С. 212–216.
- [3] Reilly J.R. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 8. P. 3411–3416.
- [4] Бычков Ю.И., Коновалов И.Н., Курбатов Ю.А. и др. // ПТЭ. 1974. № 3. С. 165–167.
- [5] Hill A.E. // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 22. N 12. P. 670–673.
- [6] Vychof Yu.J., Osipov V.V., Telnov V.A. // J. de Physique. 1979. Vol. 40. P. 161–162.
- [7] Nikumb S.K., Seguin H.J.J., Seguin V.A. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1989. Vol. 25. N 7. P. 1725–1735.
- [8] Nagai H., Hishii M., Tanaka M. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1993. Vol. 29. N 12. P. 2898–2909.
- [9] Иванов М.Г., Мухачев С.В., Осипов В.В. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 11. С. 1616–1621.
- [10] Карпов В.М., Конев Ю.Г., Орловский В.М. и др. // Квантовая электрон. 1988. Т. 5. № 3. С. 465–470.
- [11] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Курбатов Ю.А., Месляц Г.А. // ЖТФ. 1974. Вып. 4. С. 791–796.
- [12] Hokazono H., Fujimoto H. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 5. P. 1585–1594.
- [13] Taylor R.L., Bitterman S. // Rev. of Modern Phys. 1969. Vol. 41. N 1. P. 26–47.
- [14] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [15] Dzacovic G.S., Waztke S.A. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 46. P. 5061–5063.