

где  $B' = B - \frac{1}{f(U)} \sum_j \int_{U-U_j}^U Q_{-j} N_j U' f(U') dU'$ . Выражение (7) в отличие от (4)

не является явным, так как для вычисления  $Y(U)$  в точке  $U = U_0$  необходимо знать  $Y(U)$  при  $U < U_0$ . Однако численное нахождение  $Y(U)$  и  $f(U)$  в этом случае гораздо проще решения интегродифференциального уравнения (6).

Таким образом, показано, что приближенный метод расчета функции распределения электронов по энергии прост и эффективен. Он дает возможность простого анализа влияния различных процессов и тех или иных параметров на функцию распределения и соответственно на макроскопические характеристики слабоионизованной плазмы и позволяет при достаточно малых значениях  $E/N$  и температуры плазмы, что реализуется во многих практических задачах, находить функцию распределения электронов с хорошей точностью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Sherman B. The difference-differential equation of electron energy distribution in a gas // J. Math. Anal. Appl.— 1960.— V. 1, N 3.
2. Frost L. S., Phelps A. V. Rotation and momentum transfer cross section for electrons in  $H_2$  and  $N_2$  from transport coefficients // Phys. Rev.— 1962.— V. 127, N 5.
3. Lucas J. Energy distributions for electron swarms in hydrogen at high values of  $E/p$  // Intern. J. Electron.— 1969.— V. 27, N 3.
4. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров.— М.: Мир, 1981.
5. Коврижных Л. М. Влияние неупругих соударений на распределение электронов по скоростям // ЖЭТФ.— 1959.— Т. 37, № 2 (8).
6. Каган Ю. М., Лигущенко Р. И. О функции распределения электронов по энергиям в положительном столбе разряда // ЖТФ.— 1964.— Т. 34, № 5.
7. Луковников А. И., Фетисов Е. П., Терехов Е. С. О функции распределения свободных электронов в низкотемпературной плазме // ЖТФ.— 1970.— Т. 40, вып. 9.
8. Цендин Л. Д. О влиянии неупругих ударов на функцию распределения электронов в электрическом поле // ЖТФ.— 1974.— Т. 41, вып. 11.
9. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма/Под ред. Б. Я. Мойжеса и Г. Е. Пикуса.— М.: Наука, 1973.
10. Бакшт Ф. Г., Иванов В. Г. Функция распределения электронов в приэлектродном слое плазмы молекулярного газа // ЖТФ.— 1984.— Т. 5, № 10.
11. Shulz G. I. Vibrational excitation of  $N_2$ ,  $CO_2$  and  $H_2$  by electron impact // Phys. Rev.— 1964.— V. 135A, N 4.
12. Басов М. Г., Долиннина В. И., Ковш И. Б. и др. Самосогласованный анализ кинетики элементарных процессов в ЭИ  $CO$ -лазере.— М., 1984.— (Препринт/ФИАН; № 183).

Поступила 13/VII 1987 г.

УДК 535 : 621.373.8 : 539

#### ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ПРИ ГЛУБОКОМ ПРОПЛАВЛЕНИИ МЕТАЛЛОВ

Р. В. Арутюнян, Л. А. Большов, М. Ф. Каневский,  
К. А. Криворучко, В. П. Решетин, Р. И. Солоухин

(Минск)

Перспективы использования импульсно-периодических  $CO_2$ -лазеров для размерной обработки (лазерная резка, сварка и св рление) стимулировали экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия импульсно-периодического (ИП) излучения с металлами. В [1—4] развита теплогидродинамическая (ТГ) модель глубокого проплавления импульсно-периодическим излучением. Согласно [1—4], движение расплава в камере циклическое. Удержание расплава на стенках происходит за счет вертикального разгона расплава во время импульса давлением паров и последующего торможения его движения гравитационно-капиллярными силами. Средняя температура в оптимальном режиме воздействия близка к темпе-

ратуре плавления  $T \sim T_{пл}$ . Уравнения теплового баланса в модели линейного источника тепла и движения расплава [1—4] позволяют определить оптимальные энергию  $E$  и частоту импульсов  $f$  и исследовать их зависимость от глубины  $h$ , радиуса каверны  $a$ , скорости перемещения луча  $v$  и теплофизических свойств мишени, формы и длительности импульса излучения. В частности, при заданных параметрах каверны  $a$  и  $h$  и скорости  $v$  оптимальная энергия лазерного импульса (ЛИ) определяется только его длительностью.

В рамках ТГ-модели глубокого проплавления ИП-излучением априорно полагалось, что обеспечены вложение в каверну необходимой энергии  $E$  и ее однородное поглощение по глубине. При этом остается открытым вопрос о достаточных для проплавления больших толщин металла параметрах излучения с учетом распространения излучения через плазму над поверхностью металла и внутри канала глубокого проплавления.

Плазма оптического пробоя над поверхностью металла может существенно трансформировать пространственно-временную структуру ЛИ вплоть до полной экранировки каверны. В настоящее время вопросы прохождения ЛИ через факел при различной длительности импульсов и их временной форме изучены недостаточно как теоретически, так и экспериментально. Однако влияние факела над поверхностью металла при глубоком проплавлении может быть устранено понижением давления и выбором окружающего газа, временной формы импульса. Например, для импульсов излучения с лидирующим пиком с интенсивностью, превышающей порог светодетонационной волны (СДВ), оказывается возможен режим, когда «хвост» импульсов излучения проходит через канал плазмы СДВ и когда его расширение приводит к почти полному восстановлению прозрачности. Ограничения, связанные с процессами распространения излучения внутри каверны глубокого проплавления и оптического пробоя в парогазовой смеси в канале, имеют принципиальный характер.

Численные расчеты распространения  $CO_2$ -излучения по методике [5] в металлических каналах с формой, близкой к экспериментально наблюдаемой при сварке с большой кинжалностью ( $\sim 20$ ), показали, что собственное поглощение ЛИ на стенках канала в отсутствие оптического пробоя мало (на уровне 10 %) и не обеспечивает однородное вложение значимой части энергии.

Одним из механизмов эффективного вложения энергии ЛИ может быть переизлучение плазмы пробоя внутри каверны глубокого проплавления. При таком подходе появляются ограничения на длительность импульса  $\tau_u$  и из набора оптимальных кривых для энергии и частоты повторения импульсов, соответствующих различным  $\tau_u$ , выделяется одна.

Для решения вопроса об оптимальном времени воздействия можно привлечь следующие соображения. В режимах, оптимальных с точки зрения плавления и движения расплава, средний поток лазерного излучения за время действия импульса изменяется, как правило, в пределах 1—100 МВт/см<sup>2</sup>. При указанных потоках излучения вблизи дна каверны происходит оптический пробой, в результате которого формируется слой парогазовой плазмы, непрозрачной для лазерного излучения. В зависимости от начального давления газового заполнения каверны и потока лазерного излучения распространение плазменного фронта происходит в режиме светового горения [5, 6] или детонации [7]. Температура газовой плазмы, как правило, не превышает по порядку величины значений 2,5—3,5 эВ. Скорость движения плазменного факела по каналу можно оценить следующим образом. В случае, когда интенсивность лазерного излучения постоянна во времени, а радиус капала изменяется слабо («игольчатое» проплавление [8]), скорость распространения плазменного фронта по порядку величины

$$(1) \quad v_{\Phi} = \left( \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma(\gamma + 1)} \frac{I}{\rho_0} \right)^{1/3}$$

( $\rho_0$  — начальная плотность газового заполнения). При потоках лазерного

излучения меньше пороговых для возникновения детонации впереди плазменного фронта распространяется ударная волна. Практически полное поглощение лазерного излучения происходит в плазменном слое с температурой 1,5—2 эВ. Заметим, что скорость распространения фронта оптического разряда по каналу заметно изменяется даже при воздействии постоянных во времени потоков лазерного излучения. Так, после выхода ударной волны из канала скорость распространения плазменного фронта уменьшается. Некоторые особенности в динамике плазмы оптического пробоя возникают в глубоких каналах ( $h \sim 5-10$  см). Здесь по мере увеличения расстояния между ударной волной и плазменным фронтом происходит выравнивание давления за фронтом ударной волны; скорость движения фронта оптического разряда по каналу падает. Разнообразные ситуации, включая переходы от режимов типа светового горения к детонации, возникают при импульсном воздействии.

Уже в начале воздействия лазерных импульсов длительностью 10—1000 мкс (при потоках излучения, превышающих значения  $\sim 1$  МВт/см<sup>2</sup>) в канале формируется слой экранирующей плазмы [9]. В результате до дна каверны доходит и поглощается лишь небольшая часть лазерного импульса. Поглощение лазерного излучения на стенках канала также может быть существенно уменьшено [10]. В качестве примера укажем, что при «игольчатом» проплавлении и использовании пучков CO<sub>2</sub>-лазера с углами схождения  $\sim 10^{-3}$  доля излучения, поглощенного на стенках канала диаметром  $\sim 1$  мм и глубиной в несколько сантиметров, составляет не более 1—3 %. В этих условиях лазерное излучение поглощается в слое плазмы оптического разряда, а нагрев стенок происходит благодаря поглощению собственного излучения плазмы.

Оценим потери лазерной плазмы, связанные с поглощением ее собственного излучения на стенках. Прежде всего отметим, что, несмотря на то что интенсивность собственного излучения плазмы  $q$ , как правило, меньше лазерного  $I$ , полные потоки собственного излучения на стенки и лазерного через поперечное сечение канала сравниваются при  $q \sim Ia/l \ll I$  ( $a \ll l$ ,  $l$  — ширина плазменного фронта). При постоянном потоке лазерного излучения температура плазменного слоя по порядку величины равна  $T \sim \frac{\mu}{R} \left( \frac{(\gamma-1)I}{\rho_0} \right)^{2/3}$ , где  $\mu$  — молекулярный вес;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Плазма оптического разряда трансформирует лазерное излучение с узкоугловым спектром в собственное излучение с широкоугловым спектром. В глубоком канале ( $h/a \gg 1$ ) из-за большого числа отражений от стенок ( $\sim h/a$ ) собственное излучение практически полностью поглощается ( $(1-r)h/a \sim 1$ ,  $r$  — коэффициент отражения стенок). За время движения плазменного фронта по каналу потери газовой плазмы составляют по порядку величины  $2\pi a l h q / v_\phi$ . Используя оценку для потока собственного излучения  $q \sim \sigma T^4 \alpha$  ( $\alpha \sim \min(k a, 1)$  ( $k$  — средний планковский коэффициент поглощения)) и температуры плазмы, можно установить, что полные потери на собственное излучение сравниваются с вложенной в плазму энергией ( $I \alpha^2 h / v_\phi$ ) при интенсивности лазерного излучения

$$(2) \quad I \geq \left( \frac{R}{\mu} \right)^{12/5} \left( \frac{a}{\alpha \sigma l} \right)^{3/5} \left( \frac{\rho_0}{\gamma-1} \right)^{8/5}.$$

Для характерных значений  $a/l \sim 1/20$ ,  $\rho_0 \sim 1$  кг/м<sup>3</sup>,  $\alpha \sim 1$  условие (2) выполняется, начиная с интенсивности лазерного излучения порядка 3 МВт/см<sup>2</sup>. Таким образом, в практически интересных случаях, когда длительность и энергия импульса оптимальны для проплавления и движения расплава, нагрев стенок канала происходит за время распространения фронта оптического разряда по каналу. При  $\tau_u < h/v_\phi$  прогревается только часть канала, прилегающая к дну. При воздействии длинных импульсов ( $\tau_u > h/v_\phi$ ) после прихода плазменного фронта к выходу из канала прозрачность плазмы восстанавливается, спустя  $\sim l/v_\phi$ . Соответствующая часть лазерного импульса экранируется и в канал не поступает.

Оптимальная длительность лазерного импульса, таким образом, по порядку величины совпадает с временем движения плазменного фронта по каналу:

$$(3) \quad \tau_u \approx h/v_\phi.$$

Используя формулы (1), (3), нетрудно найти

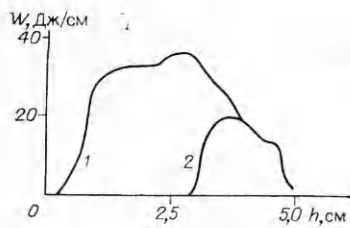
$$(4) \quad \tau_u \sim \left[ \frac{\gamma(\gamma+1)}{2(\gamma-1)} \right]^{1/2} h^{3/2} a \rho_0^{1/2} E^{-1/2}$$

( $E$  — энергия лазерного импульса). Формула (4) устанавливает соответствие между энергией и длительностью импульса в канале с заданными  $a$  и  $h$ . Так, при  $h \sim 5$  см,  $a \sim 0,25$  см,  $\rho_0 \sim 1$  кг/м<sup>3</sup>,  $v \sim 1$  см/с,  $\gamma = 1,2$ ,  $E \sim 40$  Дж оптимальная длительность импульса по порядку величины составляет  $\sim 100$  мкс.

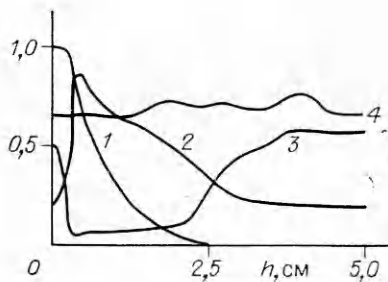
При численном исследовании теплового воздействия лазерного луча на стенки канала была применена следующая модель. Распространение лазерного излучения описано в параболическом приближении с учетом поглощения на стенках канала [5, 10]. Движение плазмы оптической пробой описано уравнениями радиационной газовой динамики, для решения которых использован одномерный вариант метода крупных частиц. Перенос собственного излучения описан в диффузионном приближении соответственно для квантов двух групп энергетического спектра 0,015—7 и 7—18,6 эВ. В металлических каналах собственное излучение поглощается в результате нескольких отражений от стенок, проходя при этом в плазме расстояние, по порядку величины равное  $a/(1 - \langle r(\omega, \theta) \rangle)$  ( $\langle r(\omega, \theta) \rangle$  — коэффициент отражения, усредненный по угловому и энергетическому спектрам собственного излучения). В каналах с достаточно малым радиусом  $a \langle \kappa(\omega, p, T) \rangle / (1 - \langle r(\omega, \theta) \rangle) \ll 1$  ( $\langle \kappa(\omega, p, T) \rangle$  — коэффициент поглощения собственного излучения, усредненный по траектории луча и энергетическому спектру) можно пренебречь перепоглощением собственного излучения, отраженного от стенок. Таким образом, в численных расчетах представляется возможным использовать простейшую модель поглощения собственного излучения в стенках канала, полагая  $r_{эфф}(\omega, \theta) = 0$ . В целях упрощения считалось, что внутренний диаметр канала постоянный. Значения  $a$  и  $h$  отвечают характерным размерам каналов, возникающим при глубоком проплавлении. Поскольку при взаимодействии излучения со стенками испарение металла не учитывалось, различные состояния газовой среды в канале были промоделированы изменением начального давления газа. Естественно, что это обстоятельство ограничивает область применимости модели, которая в интересных с практической точки зрения случаях устанавливает лишь качественные закономерности. При описании термодинамического состояния воздушной плазмы использована достаточно точная аппроксимация таблиц известного справочника [11]. Оптические свойства плазмы учтены в соответствии с таблицами [12].

Подробное изложение методики расчета, примененной в настоящей работе, приводится в [13, 14]. В частности, в качестве тестовых задач проведены расчеты распространения дозвуковых лазерных волн поглощения плоской геометрии (поток собственного излучения в радиальном направлении равен нулю). Их сравнение с экспериментом и более детальными расчетами [15, 16], в которых использовалось многогрупповое приближение переноса собственного излучения со специальным измельчением сетки в области плазменного фронта, показало приемлемую точность методики (так, максимальные различия при определении температуры составляли около 20—30 %).

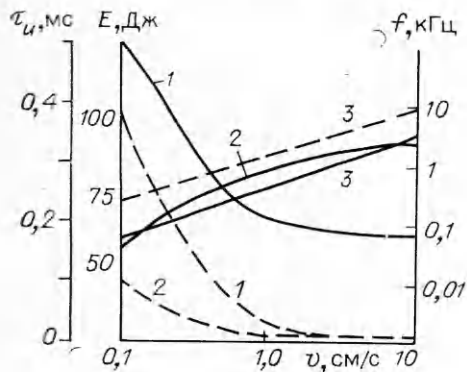
Было проведено несколько серий численных расчетов при начальном давлении воздуха от  $10^4$  до  $10^5$  Па и воздействии импульсов лазерного излучения прямоугольной формы ( $\lambda = 10,6$  мк). В целом энерговыведение на стенках канала соответствует той качественной картине, которая описана выше, однако количественные различия могут быть достаточно велики.



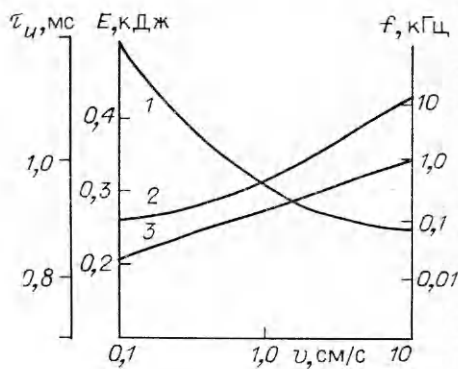
Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3



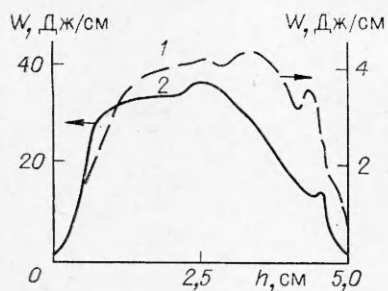
Р и с. 4

Например, скорость распространения фронта оптического пробоя на стадии установления экранировки заметно отличается от значений, рассчитанных по формуле (1). Такое же отличие наблюдается после выхода ударной волны из канала, когда распространение плазменного фронта происходит в режиме дозвуковых лазерных волн поглощения [6].

На рис. 1 показаны распределения энергосвечения по длине канала ( $a = 0,125$  см,  $h = 5$  см,  $p = 10^5$  Па) при воздействии импульса лазерного излучения ( $\lambda = 10,6$  мкм) прямоугольной формы длительностью  $\tau_u = 210$  и  $66$  мкс (линии 1 и 2) и интенсивностью  $I = 10$  МВт/см<sup>2</sup>. В соответствии с качественными представлениями при воздействии коротких импульсов света плазменный слой проходит лишь некоторую часть канала, остывает и прогревает участок канала вблизи дна. При воздействии длинных импульсов канал прогревается по всей длине. Однако если длительность импульса превышает время, за которое фронт оптического разряда доходит до выхода из канала, то начиная с этого момента лазерный луч экранируется плазмой. Длительность экранировки по порядку величины составляет  $\sim l/v_\phi$  (20 мкс), после чего прозрачность восстанавливается.

На рис. 2 представлены распределения интенсивности лазерного излучения 1, температуры 2, плотности 3 и давления 4 по длине канала ( $a = 0,125$  см,  $h = 5$  см) в момент времени  $\tau = 210$  мкс при  $I = 10$  МВт/см<sup>2</sup>, когда плазменный фронт находится у выхода. Безразмерной единице на графике соответствует  $p = 4 \cdot 10^5$  Па,  $\rho_0 = 0,129$  кг/м<sup>3</sup>,  $T = 40$  кК,  $I = 10$  МВт/см<sup>2</sup>. Давление за фронтом выравнено; распространение оптического разряда по веществу зависит от воздействия собственного излучения плазмы, которое ионизирует холодные слои воздуха перед фронтом.

В [1—4] определены энергия и частота следования лазерных импульсов фиксированной длительности, которые являются оптимальными для проплавления. Принимая во внимание, что оптимальная длительность лазерного импульса совпадает с временем распространения фронта оптического разряда по каналу, можно найти параметры импульсно-периоди-



Р и с. 5

аметры можно получить из рис. 5, на котором показано распределение энергвыделения по длине ( $a = 0,125$  см,  $h = 5$  см) при  $I = 10$  МВт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 36$  и  $210$  мкс,  $p = 10^4$  и  $10^5$  Па (линии 1 и 2) к началу выхода плазмы из капала.

При «игольчатой» форме канала глубина проплавления лимитируется оптическим пробоем. Экранировка лазерного излучения плазмой пробоя препятствует проникновению лазерного луча на большую глубину. В предложенной модели вынос жидкой фазы из канала считается пренебрежимо малым. Условия, при которых разогрев стенок канала собственным излучением плазмы не приводит к вытеканию расплава, определены в рамках ТГ-модели глубокого проплавления в [1, 4]. При лазерной сварке металлов происходит переток расплава с передней его стенки на заднюю.

Представленные в настоящей работе результаты могут быть использованы для оценки параметров импульсно-периодического излучения при лазерной размерной обработке металлов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян Р. В., Баранов В. Ю. и др. Разрушение металлов при лазерном пробое на границе раздела с жидкостью // ДАН СССР.— 1983.— Т. 273, № 6.
2. Anisimov V. N., Arutjunian R. V. et al. Materials processing by high-repetition-rate pulsed eximer and carbon dioxide lasers // Appl. Optics.— 1984.— V. 23, N 1.
3. Арутюнян Р. В., Большов Л. А., Витюков В. В., Киселев В. П. Расчетно-теоретическое исследование импульсно-периодических режимов воздействия лазерного излучения на твердые материалы.— М., 1984.— (Препринт/ИАЭ; № 4023/16).
4. Арутюнян Р. В., Баранов В. Ю. и др. Теплогидродинамические модели воздействия импульсно-периодического излучения на материалы // Квантовая электрон.— 1987.— Т. 14, № 2.
5. Анисимов В. Н., Большов Л. А. и др. Поглощение ИК-излучения в металлических капиллярах // Квантовая электрон.— 1987.— Т. 14, № 1.
6. Пирри А. Н., Рут Р. Г., Ву П. К. С. Передача энергии через плазму к металлическим поверхностям, облучаемым лазерными импульсами // РТК.— 1978.— Т. 16, № 12.
7. Немчинов И. В. Волны поглощения в газах // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1982.— Т. 46, № 6.
8. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов.— М.: Наука, 1974.
9. Арутюнян Р. В., Баранов Г. А. и др. Закономерности импульсно-периодических режимов глубокого проплавления металлов лазерным излучением.— М., 1985.— (Препринт/ИАЭ; № 4137/18).
10. Криворучко К. А., Решетин В. П., Солоухин Р. И. Транспортировка и поглощение инфракрасного излучения в металлических капиллярах // ДАН БССР.— 1986.— Т. 30, № 8.
11. Авилова Н. В., Биберман Л. М. и др. Оптические свойства горячего воздуха.— М.: Наука, 1970.
12. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах.— М.: Машиностроение, 1965.
13. Криворучко К. А., Решетин В. П. Распространение волн светового горения в металлических капиллярах // Физико-химические процессы в неравновесных системах.— Минск: ИТМО АН БССР, 1986.
14. Анисимов В. Н., Арутюнян Р. В. и др. Лазерные волны поглощения в металлических капиллярах // Квантовая электрон.— 1987.— Т. 14, № 7.

15. Лосева Т. В., Немчинов И. В. О дозвуковых радиационных волнах в воздухе // Квантовая электроника.— 1982.— Т. 9, № 3.  
 16. Лосева Т. В., Немчинов И. В. Дозвуковые радиационные волны. Сравнение теории и эксперимента // Квантовая электроника.— 1982.— Т. 9, № 7.

Поступила 6/VII 1987 г.

УДК 537.521.7

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ИНДУКЦИОННОГО ВЧ-РАЗРЯДА

Е. Т. Протасевич  
(Томск)

Применение высокочастотного разряда в науке и технологии обусловлено главным образом относительной легкостью получения в широком диапазоне давлений устойчивой неравновесной плазмы. Обмотка возбуждения индукционного ВЧ-разряда в конструктивном отношении представляет собой катушку, содержащую несколько (иногда 3—5) витков провода. Однако для ряда приложений [1] требуется замена такой «редкой» обмотки на сплошную, свернутую в рулон, который охватывал бы снаружи цилиндрическую разрядную камеру.

Цель настоящей работы — экспериментальное получение плазмы газового разряда с однородным по концентрации распределением электронов вдоль оси разрядной камеры.

Известно, что для индукционного ВЧ-разряда параметры обмотки возбуждения и генерируемой плазмы связаны между собой соотношением [2], которое справедливо при высокой температуре электронов  $T_e$ :

$$(1) \quad \int_0^{T_m} \sigma(T) \lambda(T) dT = \frac{c^2 H_0^2}{64\pi} = \left( \frac{I_0 n}{2} \right)^2$$

где  $\sigma(T)$  и  $\lambda(T)$  — электропроводность и теплопроводность плазмы;  $H_0$  — амплитуда магнитной составляющей;  $I_0 n$  — ампер-витки.

На рис. 1 и 2 приведены изображения рассматриваемой обмотки и ее эквивалентная схема. Для удобства расчета преобразуем эквивалентную схему, как это показано на рис. 2, б. Считая катушку «тонкой» ( $r_c \ll r_{\min}$  и  $l^2/4 \gg r^2$ ), запишем ток, протекающий по элементарному кольцу шириной  $dl$ :  $di = jdl = jdx$  ( $j = I_0/l = \text{const}$ ) и магнитное поле

$dH$ , создаваемое им в центре катушки:  $dH = \frac{r_c^2}{2(r_c^2 + x^2)^{3/2}} di$ . Тогда суммарное магнитное поле всей обмотки

$$(2) \quad H = j \frac{r_c^2}{c} n \int_{-l/2}^{l/2} \frac{dx}{(r_c^2 + x^2)^{3/2}} \approx \frac{i}{l} n.$$

Упрощение в (2) сделано в соответствии с предположением, что  $l^2/4 \gg r_c^2$ . Используя известные соотношения между индуктивностью  $L$  и магнитной индукцией и полагая, что площади отдельных витков приблизительно

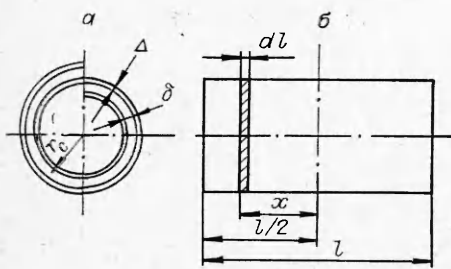


Рис. 1

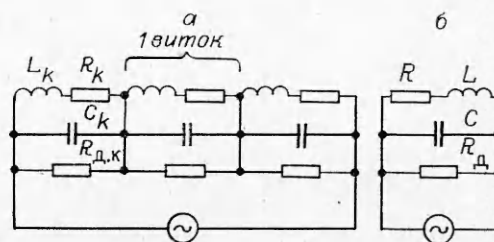


Рис. 2