

03;04;09;12

Двухзеркальный резонатор для исследования СВЧ безэлектродного разряда в газах высокого давления

© Л.П. Грачев, И.И. Есаков, С.Г. Малык, К.В. Ходатаев

Федеральное государственное унитарное предприятие Московский радиотехнический институт РАН,
113519 Москва, Россия
e-mail: esakov@dataforce.net

(Поступило в Редакцию 22 марта 2000 г. В окончательной редакции 17 июля 2000 г.)

Исследован квазиоптический двухзеркальный открытый резонатор сантиметрового диапазона электромагнитных волн. Определен спектр его собственных частот. Измерена добротность. Картина стоячих волн в резонаторе визуализирована с использованием безэлектродного СВЧ разряда. Полученные результаты сопоставлены с теоретическими соотношениями.

Введение

Электродинамические системы, получившие названия открытых резонаторов, в простейшем случае образуются расположенными одно против другого плоскими или сферически вогнутыми зеркалами. Первоначально интерес к таким устройствам возник в связи с предложением об их использовании в генераторах электромагнитных (ЭМ) колебаний светового, субмиллиметрового и миллиметрового диапазона длин волн [1,2]. Позже они нашли применение для диагностики некоторых плазменных параметров [3] и изучения СВЧ безэлектродных газовых разрядов высокого давления [4,5].

Безэлектродные СВЧ разряды — это разряды в волновых пучках, существенно удаленные от элементов, формирующих эти пучки. Для их реализации при давлении газов $p \leq 100$ Торг можно использовать сфокусированные пучки ЭМ волн [6,7]. При $p \leq 150$ Торг широко применяют резонаторы, размеры которых соизмеримы с длиной волны поля λ [8]. При больших же p , до десятков атмосфер, и, главное, для исследования именно безэлектродных разрядов возможно использование открытых квазиоптических резонаторов.

В [4] описан атмосферный разряд в поле двухзеркального резонатора. Воздух пробивался в середине резонатора, и разряд отстоял на десятки сантиметров от ближайших элементов конструкции. Он имел вид тонкого плазменного канала и эффективно поглощал энергию, накопленную в резонаторе к моменту пробоя. Эта энергия кумулировалась в центре разрядного канала в малом ядре, имеющем природу микропинча [9,10]. Такой способ реализации пинч-эффекта открывает уникальные возможности для его исследования и применения [11].

К настоящему времени имеется теория, связывающая геометрию окрытого резонатора со сферическими круглыми зеркалами с типами колебаний ЭМ поля в его объеме и резонансными условиями их реализации [12]. Опубликовано несколько сообщений по измерению добротности Q резонаторов такого типа в миллиметровом диапазоне длин волн [13,14]. Проведены исследования по зажиганию СВЧ разряда в поле открытого резонатора

в восьмимиллиметровом и десятисантиметровом диапазоне длин волн [4,5]. Однако ряд принципиальных аспектов, связанных, например, с обеспечением эффективной связи резонатора с питающим его СВЧ генератором, величиной поля в резонаторе E_0 , накопленной в нем ЭМ энергией W_{ac} , и т.п., остался еще недостаточно исследованным.

1. Структура ЭМ поля в резонаторе с круглыми сферическими зеркалами

Рассмотрим резонатор, образованный круглыми сферическими зеркалами, расположенными одно против другого вдоль полярной оси Ox , начало которой помещено в его центр [12]. Пусть радиус кривизны зеркал равен R_{mir} , их диаметр $2a_{mir}$, а расстояние между ними по оси Ox $2L < 2R_{mir}$. Если размеры резонатора и λ запитывающего его ЭМ поля связаны соотношением

$$2L/(\lambda/2) = q + (2/\pi)(m + 2n - 1) \arcsin \sqrt{L/R_{mir}}, \quad (1)$$

где q — большое целое число; $m = 0, 1, 2, \dots$; $n = 1, 2, \dots$, и характеризуют соответственно вариации поля вдоль оси Ox , по полярному углу φ и радиусу r , то в его объеме возможны "резонансные" колебания ЭМ волны. Нас будет интересовать их простейшая азимутально-симметричная мода с $m = 0$ и $n = 1$. Для нее поле вдоль оси резонатора имеет вид стоячей волны, а распределение амплитуды его электрической компоненты при нечетных q вдоль Ox в центральной области резонатора может быть записано в виде

$$E = E_0 \cos(2\pi x/\lambda_{res}), \quad (2)$$

где λ_{res} — длина волны поля в резонаторе, согласно (1), равная

$$\lambda_{res} = \lambda \left(1 + [2/(\pi q)] \arcsin \sqrt{L/R_{mir}} \right). \quad (3)$$

В фокальной плоскости при $x = 0$ по r она распределена по закону

$$E = E_0 e^{-(r/a)^2}, \quad c \quad a = \sqrt{\lambda/\pi} \sqrt[4]{L^2(R_{\text{mir}}/L - 1)}. \quad (4), (5)$$

Для этой моды амплитуда СВЧ тока на зеркалах резонатора также не зависит от φ и имеет аналогичное (4) гауссово распределение по радиусу с характерным размером

$$a_{\text{cur}} = \sqrt{\lambda/\pi} \sqrt[4]{R_{\text{mir}}^2 / [(R_{\text{mir}}/L) - 1]}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует, что при $L \rightarrow R_{\text{mir}}$ ЭМ поле все в большей степени фокусируется около оси резонатора, но характерный размер токовой области на зеркалах резонатора растет. Для высокочастотного резонатора отношение мощности дифракционных потерь за счет конечности диаметра зеркала к мощности падающей на него ЭМ волны, т.е. коэффициентом дифракционных потерь α_{dif}

$$\alpha_{\text{dif}} = e^{-2(a_{\text{mir}}/a_{\text{cur}})^2}. \quad (7)$$

Реализующийся в резонаторе тип колебаний определяется не только выполнением условия (1), но и способом его возбуждения. Например, для моды с $m = 0$ и $n = 1$ возбуждающие резонатор токи на его зеркалах должны локализоваться в центральной их области и быть по ней синфазными. Для возбуждения же моды с $m = 0$, но $n = 2$ распределение токов по зеркалам должно быть взаимно противофазным в центральной области и окружающем ее кольце.

2. Нормальное падение ЭМ волны на металлическое зеркало

Прежде чем перейти к анализу энергетических характеристик резонатора, в качестве справки рассмотрим известный случай нормального падения *TEM* ЭМ волны на плоское металлическое зеркало в приближении

$$(\varepsilon_0 \omega / \sigma) \ll 1, \quad (8)$$

где $\varepsilon_0 = 10^{-9} / (36\pi)$, F/m; ω — круговая частота ЭМ поля; σ — проводимость материала зеркала.

В этом случае модуль отношения амплитуд поля отраженной и падающей волн

$$\rho = 1 - \sqrt{2(\varepsilon_0 \omega / \sigma)}, \quad (9)$$

а отраженная волна сдвинута по фазе относительно падающей на угол $[-(\pi - \psi)]$, где

$$\psi = \sqrt{2(\varepsilon_0 \omega / \sigma)}. \quad (10)$$

В сантиметровом диапазоне длин волн и при типичных для металлов с хорошей проводимостью значениях σ порядка 10^7 1/($\Omega \cdot \text{m}$) условие (8) выполняется с большим

запасом и углом ψ по сравнению с π можно пренебречь, а величина ρ близка к единице.

Отношение мощностей отраженной и падающей волн, т.е. коэффициент отражения α_{ref} , равен квадрату ρ : $\alpha_{\text{ref}} = \rho^2$. При этом из закона сохранения энергии следует, что коэффициент поглощения α_{σ} , равный отношению энергии, поглощаемой в единицу времени в скин-слое зеркала, к мощности падающей на него волны, при выполнении условия (8)

$$\alpha_{\sigma} \equiv \gamma^2 = 1 - \rho^2 = 2\sqrt{2(\varepsilon_0 \omega / \sigma)}. \quad (11)$$

И наконец, для хорошо проводящего зеркала выполняется приближение

$$\rho = 1 - (1/2)\alpha_{\sigma}. \quad (12)$$

Если это зеркало перфорировано отверстиями, то часть падающей на него ЭМ волны пройдет сквозь него. Пусть поле линейно поляризовано, а отверстия круглые с радиусом $r_{\text{con}} \ll \lambda/(4\pi)$ и расположены по узлам сетки с размером ячеек h и $\chi < \lambda$, причем одна сторона сетки параллельна \mathbf{E} , а вторая перпендикулярна. И пусть толщина зеркала $\Delta < 2r_{\text{con}}$. В этом случае отношение мощностей прошедшей и падающей волн, т.е. коэффициент связи

$$\alpha_{\text{con}} \equiv \Theta^2 = \left[(16\pi r_{\text{con}}^3) / (3h\chi\lambda) \right]^2. \quad (13)$$

В дальнейшем нас будет интересовать случай с $\alpha_{\text{con}} \ll 1$ и, следовательно, справедливость соотношения

$$\rho = 1 - (1/2)\alpha_{\text{con}} - (1/2)\alpha_{\sigma}. \quad (14)$$

3. Энергетические характеристики двухзеркального резонатора

С учетом вышеизложенного приведем и обсудим соотношения, связывающие амплитуду поля в фокусе резонатора E_0 и накопленную в нем энергию W_{ac} с мощностью питающего его СВЧ генератора P_{gen} и характеристиками резонатора. Упростим геометрию и сначала рассмотрим резонатор с бесконечными плоскими зеркалами, размер $2L$ между которыми удовлетворяет резонансным условиям. На рис. 1 условно показана формируемая в нем картина ЭМ волн по истечении некоторого времени t после того, как на частично прозрачное зеркало I слева по нормали "упала" запитывающая резонатор волна с единичной амплитудой. На рис. 1 буквой C обозначена сумма волн, воспринимаемая как "отраженная" волна, E_0 — сумма волн в резонаторе, причем видно, что она складывается из двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях E_{\leftarrow} и E_{\rightarrow} . Около каждой индивидуальной волны в суммах C и E_0 указаны их относительные амплитуды, знаки перед которыми условно учитывают их взаимные фазовые соотношения, а индексы указывают принадлежность коэффициентов ρ и γ к первому или второму зеркалу.

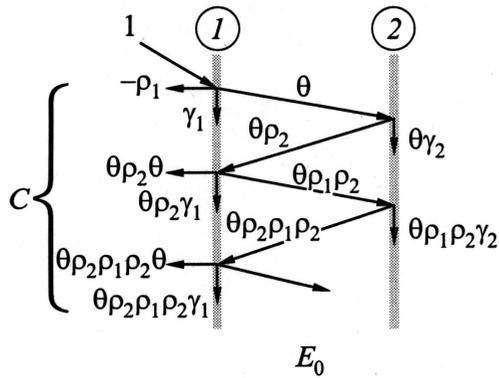


Рис. 1. Картина ЭМ волн в резонаторе.

Входящие в эти суммы члены являются членами геометрических прогрессий и

$$C_k = -\rho_1 + \frac{\Theta^2 \rho_2 [1 - (\rho_1 \rho_2)^k]}{1 - \rho_1 \rho_2}, \quad (15)$$

$$C = -\rho_1 + \frac{\Theta^2 \rho_2}{1 - \rho_1 \rho_2}, \quad (16)$$

$$E_k = E_{k \rightarrow} + E_{k \leftarrow} = \frac{\Theta [1 - (\rho_1 \rho_2)^k]}{1 - \rho_1 \rho_2} + \frac{\Theta \rho_2 [1 - (\rho_1 \rho_2)^k]}{1 - \rho_1 \rho_2}, \quad (17)$$

$$E_0 = E_{\rightarrow} + E_{\leftarrow} = \frac{\Theta}{1 - \rho_1 \rho_2} + \frac{\Theta \rho_2}{1 - \rho_1 \rho_2} = \frac{\Theta(1 + \rho_2)}{1 - \rho_1 \rho_2}, \quad (18)$$

где C и E с индексами k означают суммы k -членов, а без этого индекса — суммы бесконечного числа членов.

Из рис. 1 следует, что при переходе от числа суммируемых членов k "сглаженным" по времени t зависимостям для величин C_k и E_k нужно учитывать соотношение

$$k = t/(4L/c), \quad (19)$$

где c — скорость света.

Используя его и тождество $(\rho_1 \cdot \rho_2)^k \equiv \exp(k \ln(\rho_1 \cdot \rho_2))$ и введя постоянную времени

$$\tau = (4L/c) \cdot [1/(\alpha_\sigma + \alpha_{\text{con}}/2)], \quad (20)$$

из выражений (15) и (16) получим, что отраженная волна изменяется во времени по закону

$$C_k = (C_0 - C)e^{-(t/\tau)} + C, \quad (21)$$

где $C_0 = -\rho_1 \cong -1$, а с учетом соотношений (12) и (14) и при $\gamma_1 \cong \gamma_2 = \gamma$

$$C = -1 + 2\alpha_{\text{con}}/(2\alpha_\sigma + \alpha_{\text{con}}). \quad (22)$$

Из (21) следует, что при $t = 0$ "упавшая" на зеркало 1 волна практически полностью отражается, а затем амплитуда отраженной волны экспоненциально "насыщается" к значению C , определяемому формулой (22). Из (22) же следует, что C обращается в нуль при

$$\alpha_{\text{con}} = 2\alpha_\sigma. \quad (23)$$

Это и есть известное условие оптимальной связи резонатора с генератором, обеспечивающее при $t \gg \tau$ отсутствие в подводящем к резонатору ЭМ энергию СВЧ тракте отраженной волны. Проводя аналогичные преобразования в (17) и (18), получим для поля в резонаторе

$$E_k = E_0 (1 - e^{-(t/\tau)}), \quad (24)$$

где

$$E_0 = (2/\sqrt{\alpha_\sigma}) \sqrt{\alpha_{\text{con}}/\alpha_\sigma} / [1 + \alpha_{\text{con}}/(2\alpha_\sigma)]. \quad (25)$$

Из (25) видно, что условие (23) определяет и максимум поля насыщения в резонаторе

$$E_{0 \text{opt}} = \sqrt{2/\alpha_\sigma}. \quad (26)$$

На рис. 2 приведена зависимость $E_0/E_{0 \text{opt}}$ от отношения $\alpha_{\text{con}}/2\alpha_\sigma$.

Определенная формулой (20) величина τ позволяет написать выражение для добротности Q резонатора, которая по одному из возможных ее определений есть умноженное на π число периодов ЭМ поля, прошедшее за время τ ,

$$Q \equiv (\omega\tau)/2 = \pi [2L/(\lambda/2)] [1/(\alpha_\sigma + \alpha_{\text{con}}/2)]. \quad (27)$$

Это так называемая нагруженная добротность. "Собственная" добротность резонатора выше и для ее расчета в (27) надо положить $\alpha_{\text{con}} = 0$.

Описанную процедуру суммирования волн в резонаторе можно провести и для произвольного отноше-

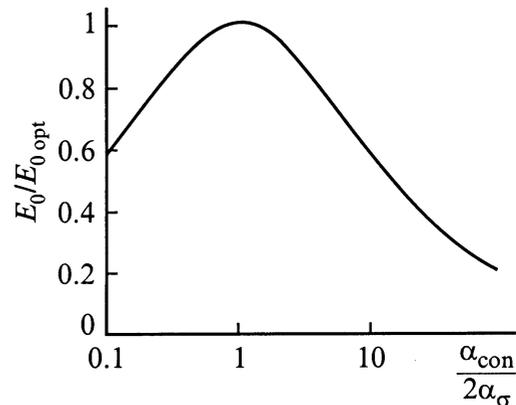


Рис. 2. Зависимость поля в резонаторе от степени его согласования с генератором.

ния $2L/\lambda$. Такой подход дает поле насыщения в резонаторе

$$E_0 = \frac{\Theta \sqrt{1 + 2\rho_2 \cos[(4\pi/\lambda)2L] + \rho_2^2}}{\sqrt{1 - 2\rho_1\rho_2 \cos[(4\pi/\lambda)2L] + (\rho_1\rho_2)^2}}. \quad (28)$$

Формула (28) описывает резонансные кривые зависимости $E_0(\lambda)$ или $E_0(2L)$ и вблизи резонансных значений λ или $2L$ переходит в известные выражения

$$\frac{E_0(\lambda)}{E_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + [Q(\Delta\lambda/\lambda)]^2}}$$

или

$$\frac{E_0(2L)}{E_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + [Q(\Delta L/2L)]^2}}, \quad (29)$$

где E_0 — определяется формулой (18), Q — формулой (27), а $\Delta\lambda$ и ΔL — полная ширина резонансных кривых по уровню $1/\sqrt{2}$ от резонансного значения E_0 .

Выражения (29) также используются в качестве одного из возможных определений понятия добротности.

И наконец, запитывающая резонатор ЭМ волна может иметь собственный временной фронт, отличный от ступенчатого, например вида $[1 - \exp(-t/\tau_{in})]$. В этом случае использованная выше процедура суммирования волн в резонаторе, например при $\alpha_{con} = 2\alpha_\sigma$ дает следующий закон нарастания поля в нем:

$$E_k = E_0 \left[1 - \left(\tau_{res} e^{-(t/\tau_{res})} - \tau_{in} e^{-(t/\tau_{in})} \right) / (\tau_{res} - \tau_{in}) \right], \quad (30)$$

где τ_{res} — постоянная времени, являющаяся собственной характеристикой резонатора и определяемая по (27) его добротностью.

На рис. 3 приведены рассчитанные по (28) и (30) зависимости $E_0(t)$ при различной "расстройке" длины резонатора от резонансной для $\alpha_\sigma = 1.6 \cdot 10^{-4}$, $2L/(\lambda/2) = 11$, $\lambda = 8.9$ см (раздел 4), $\alpha_{con} = 2\alpha_\sigma$ и $\tau_{in} = 1.5 \mu s$. На нем расстройке $\Delta L = 0$ соответствует верхняя кривая, а с увеличением ΔL кривые лежат последовательно ниже.

Теперь мысленно проведем в рассматриваемом резонаторе с плоскими зеркалами перпендикулярно им ось Ox и будем считать, что поля в резонаторе и на его входе азимутально симметричны относительно этой оси и имеют гауссово распределение амплитуды при удалении от нее с характерным размером, равным a . И пусть резонатор оптимально связан с источником, а $t \gg \tau$. На входе такого резонатора существует только бегущая к нему ЭМ волна. Для нее применимо понятие вектора Пойнтинга, интеграл от модуля которого по поверхности, перпендикулярной Ox , дает мощность волны, распространяющейся от генератора к резонатору,

$$P_{gen} = \left[E_{in}^2 / (2z_0) \right] (\pi a^2 / 2), \quad (31)$$

где $z_0 = 120\pi, \Omega$, а E_{in} — амплитуда волны на входе в резонатор.

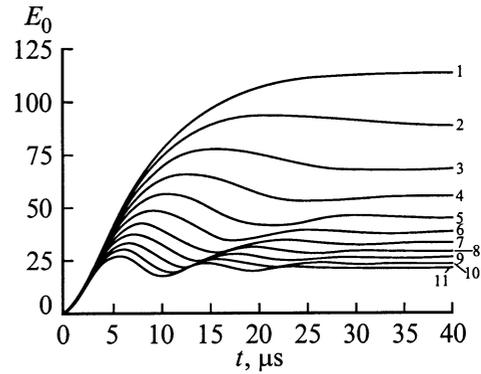


Рис. 3. Зависимость амплитуды электрического поля в резонаторе от времени при различной величине расстройки его длины от резонансной. $\Delta L, 10^{-4}$ см: 1 — 0, 2 — 1.5, 3 — 3, 4 — 4.5, 5 — 6, 6 — 7.5, 7 — 9, 8 — 10.5, 9 — 12, 10 — 13.5, 11 — 15.

Выразив отсюда E_{in} , с учетом формулы (26), справедливой при входной волне единичной амплитуды, получим связь поля насыщения в резонаторе с мощностью генератора

$$E_0 = (2/a) \sqrt{(2\eta P_{gen} z_0) / (\pi \alpha_\sigma)}, \quad (32)$$

где η — коэффициент использования мощности генератора, реально меньший единицы, например, из-за рассогласования фронтов на входном зеркале резонатора.

С учетом (27) и (5) соотношение (32) можно записать и в ином виде

$$E_0 = \frac{4}{\pi a} \sqrt{\frac{Q\eta P_{gen} z_0}{2L/(\lambda/2)}} = 2 \sqrt{\frac{Q\eta P_{gen} z_0}{\pi L \sqrt{L(R_{mir} - L)}}}. \quad (33)$$

Отметим, что формула (32) удобна для оценки E_0 на стадии проектирования. В (33) же входят величины, которые могут быть измерены в эксперименте. Кроме того, формула (32) подразумевает, что дифракционные потери энергии из резонатора, количественно оцениваемые формулой (7), малы по сравнению с тепловыми потерями на его зеркалах

$$\alpha_{dif} \ll \alpha_\sigma. \quad (34)$$

При резонансе вдоль оси резонатора реализуется стоячая волна. В ней в отличие от бегущей волны векторы \mathbf{E} и \mathbf{V} не только взаимно ортогональны в пространстве, но и сдвинуты по фазе на π . В этом случае понятие вектора Пойнтинга теряет смысл. В то же время стоячая волна тождественна сумме двух "бегущих" волн E_{\leftarrow} и E_{\rightarrow} половинной амплитуды, распространяющихся с одинаковой скоростью в противоположных направлениях. Для них уже можно ввести вектор Пойнтинга и аналогично (31) мощность этих волн

$$P_{\rightarrow} = P_{\leftarrow} = (E_0/2)^2 \pi a^2 / 4z_0. \quad (35)$$

Отсюда с учетом (32) следует, что $P_{\leftarrow} \alpha_{con} = P_{gen}$ и сумма $(P_{\leftarrow} \alpha_\sigma + P_{\rightarrow} \alpha_\sigma) = P_{gen}$, т.е., как и должно быть,

в режиме оптимальной связи в насыщении выходящая из резонатора через отверстия связи волна полностью компенсирует отраженную волну во входном тракте и поступающая в резонатор энергия полностью "поглощается" его зеркалами.

Как показал опыт [4], в резонаторе со значительной фокусировкой поля пробой газа происходит в основном в области фокуса резонатора. Причем существенное поглощение образующимся разрядным каналом ЭМ энергии идет только на заключительном этапе его развития с длительностью около наносекунды. Это время может быть соизмеримо с минимальным временем "съемки" накопленной в резонаторе энергии

$$t_{\min} = 2L/c. \quad (36)$$

Определим понятие мощности резонатора P_{res} как суммарную мощность волн, протекающих в обоих направлениях через его центральную плоскость. Тогда из (35) и (32) получим

$$P_{\text{res}} = P_{\leftarrow} + P_{\rightarrow} = \eta P_{\text{gen}}(1/\alpha_{\sigma}). \quad (37)$$

Величина P_{res} определяет максимально возможный темп подвода ЭМ энергии к СВЧ разряду и тем выше, чем больше P_{gen} и лучше проводимость материала зеркал. Если мысленно мгновенно поместить в центральную плоскость резонатора поверхность со 100%-ным коэффициентом поглощения, то произведение $P_{\text{res}} \cdot t_{\min}$ определит накопленную в резонаторе энергию

$$W_{\text{ac}} = \eta P_{\text{gen}}(2L/c)(1/\alpha_{\sigma}). \quad (38)$$

С учетом вышеприведенных соотношений (38) можно преобразовать к виду

$$W_{\text{ac}} = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2} \frac{\pi a^2}{2} \frac{2L}{2} = \frac{2Q\eta P_{\text{gen}}}{\omega} = \eta P_{\text{gen}} \tau. \quad (39)$$

4. Экспериментальная установка

Исследование свойств открытого двухзеркального резонатора было проведено на установке, схема которой приведена на рис. 4. Ее отличительной чертой было использование длинноволновой части сантиметрового диапазона длин волн. В основе установки импульсный магнетрон 1, генерирующий ЭМ волну с круговой частотой $\omega = 2.12 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. В подключенном к его выходу волноводном тракте установлен циркулятор 2, переключатель 3, аттенюатор 4, линзовая система 5 и двухзеркальный резонатор 6 с измерительной цепью 7.

Линзовая система 5 формировала излучаемую в "свободное" пространство линейно поляризованную TEM -волну с плоским фазовым фронтом по круглой апертуре диаметром $2a_{\text{gen}} = 60 \text{ см}$. Измеренное распределение относительного уровня мощности по радиусу выходной апертуры показано на рис. 5. Измеренная максимальная излучаемая мощность $P_{\text{gen}} = 1 \text{ MW}$. Излучался

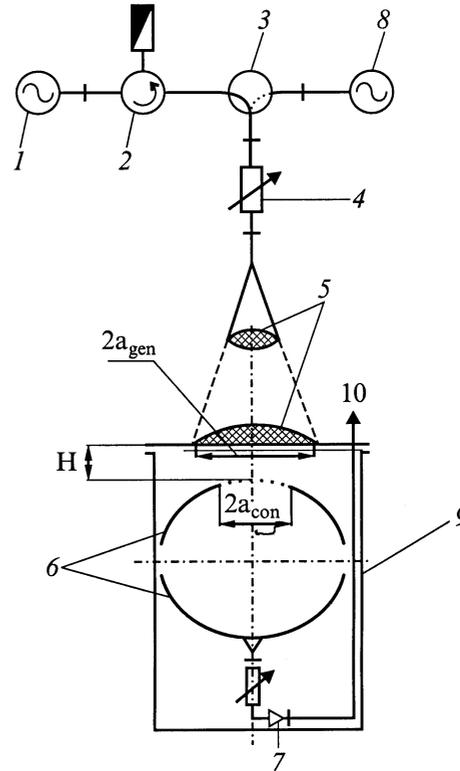


Рис. 4. Схема установки.

СВЧ импульс с прямоугольной огибающей длительностью $t_{\text{pul}} \cong 40 \mu\text{s}$, с характерным временем нарастания $\tau_{\text{in}} \cong 0.3 \mu\text{s}$ и спада $\tau_{\text{down}} \cong 0.8 \mu\text{s}$, с длиной волны $\lambda = 8.9 \text{ см}$, вектор \mathbf{E} которой был перпендикулярен оси излучаемого пучка. В опытах время между последовательными импульсами было не меньше десятка секунд.

Резонатор 6 располагался на расстоянии $H = 7.8 \text{ см}$ от излучающей апертуры. Его зеркала выполнялись из медного листа толщиной $\Delta = 0.2 \text{ см}$, имели диаметр $2a_{\text{mir}} = 64 \text{ см}$ и радиус кривизны $R_{\text{mir}} = 35 \text{ см}$. Для меди справочное значение $\sigma = 5.8 \cdot 10^7 \text{ 1}/(\Omega \cdot \text{м})$ и, следовательно, на экспериментальной частоте ω коэффициент $\alpha_{\sigma} = 1.6 \cdot 10^{-4}$. Ближнее к излучающей апертуре зеркало закреплялось неподвижно. В своей центральной области диаметром $2a_{\text{con}} = 20 \text{ см}$ оно было перфорировано отверстиями диаметром $2r_{\text{con}} = 0.89 \text{ см}$, распо-

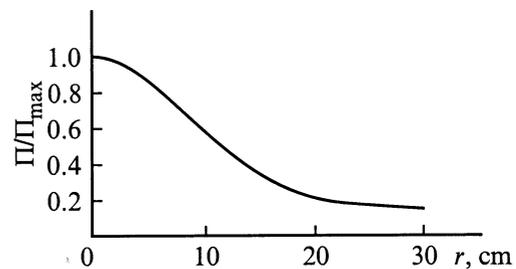


Рис. 5. Относительное распределение СВЧ мощности по излучающей апертуре.

ложенными по узлам сетки с шагом $h = \chi = 1.5$ см, одна сторона которой была параллельна \mathbf{E} , а вторая — перпендикулярна. Второе зеркало было подвижным и его перемещение позволяло варьировать расстояние между зеркалами $2L$ от 45 до 70 см. Этот размер можно было первоначально устанавливать дискретным образом с точностью $\pm 5 \cdot 10^{-2}$ см, а затем плавно менять около выбранного положения в диапазоне ± 1 см с шагом $2.5 \cdot 10^{-2}$ см за один оборот отсчетного нониуса, угол поворота которого измерялся с точностью $\pm 10^\circ$.

В центре подвижного зеркала было несколько отверстий, через которые малый контрольный сигнал из резонатора выводился на волноводно-коаксиальный переход, аттенюатор, амплитудный детектор, усилитель и ”запоминающий” осциллограф, которые составляли измерительную цепь 7. Эта цепь практически без искажения воспроизводила вершину контрольного прямоугольного видео импульса с длительностью $t_{\text{pul}} = 40 \mu\text{s}$ и характерным временем нарастания и спада, не превышающим $0.1 \mu\text{s}$. При этом выходной импульс имел постоянную времени переднего фронта, равную $0.17 \mu\text{s}$, а заднего — $0.3 \mu\text{s}$. В экспериментах с СВЧ полем ослабление аттенюатора измерительной цепи подбиралось таким образом, чтобы она работала практически в линейном режиме, а уровень наводки на экране осциллографа был пренебрежимо мал.

Привязка значений выходного сигнала измерительной цепи 7 к абсолютным значениям амплитуды поля E_0 в фокусе резонатора производилась по известной величине пробойного поля воздуха атмосферного давления $E_{\text{br}} = 32 \text{ kV/cm}$. В опытах подача на настроенный в резонанс на моду с $m = 0$ и $n = 1$ резонатор СВЧ импульса максимальной мощности могла приводить к пробую воздуха в его фокусе. В момент пробоя контрольный сигнал на экране осциллографа 10 резко падал. Уровню, до которого дорастало его значение к этому моменту, и ставилось в соответствие поле $E_0 = 32 \text{ kV/cm}$.

Волноводный переключатель 3, показанный на схеме рис. 4, давал возможность подавать на резонатор сигнал с любого стандартного измерительного генератора 8 для проведения холодных измерений параметров резонатора. Волноводный тракт установки от выхода магнетрона 1 до малой линзы линзовой системы 5 был герметизирован и заполнялся элегазом до одной избыточной атмосферы. Резонатор был помещен в герметичную камеру 9, в которой можно было менять давление p воздуха от атмосферного $p = 760 \text{ Torr}$ до 3 Torr . СВЧ разряд в резонаторе можно было фотографировать через иллюминатор в камере с направления, перпендикулярного плоскости, содержащей вектор \mathbf{E}_0 и ось резонатора.

5. Результаты измерений и их обсуждение

В первом опыте при $p = 760 \text{ Torr}$ резонатор возбуждался излучением от магнетрона при максимальной P_{gen} . В опыте плавно изменялся размер $2L$ во

Таблица 1.

Эксперимент $2L, \text{cm}$	Пробой	Теория $2L, \text{cm}$	m, n, q
47	+	47	0, 1, 10
48.2		48.3	0, 2, 9
51.6	+	51.6	0, 1, 11
56.25	+	56.3	0, 1, 12
61.15		60.8	0, 1, 13
66.2		65.7	0, 1, 14

всем его конструктивно возможном диапазоне. Регистрируемый контрольный сигнал из резонатора практически всегда был нулевым и лишь при некоторых значениях $2L$, которые мы в дальнейшем будем называть резонансными, резко возрастал. Это возрастание поля в резонаторе могло сопровождаться СВЧ пробоем воздуха в его центральной области. Диапазон изменения расстояния между зеркалами ΔL , в котором фиксировалось возрастание контрольного сигнала, не превышал сотых долей миллиметра. В опытах при приближении размера $2L$ к резонансному значению на вершине контрольного сигнала наблюдались характерные ”биения” (рис. 3), что субъективно помогало резонансной настройке.

Результаты этого опыта отражены в двух левых столбцах табл. 1. В первом из них указаны резонансные значения $2L$, а во втором плюсами отмечено наличие пробоя. В таблице также приведены расчетные значения $2L$, удовлетворяющие уравнению (1), которые наиболее близки экспериментальным значениям с соответствующим набором чисел m, n, q . Графическое решение (1) при $m = 0$ и $n = 1$ и 2 приведено на верхнем графике рис. 6. На нем в зависимости от $2L$ построены графики функций $F_1 = 2L/(\lambda/2) - q$ и $F_2 = (2/\pi) \cdot (m + 2n - 1) \arcsin \sqrt{2L/2R_{\text{mir}}}$. Их пересечения и дают резонансные $2L$.

На рис. 6 также квадратиками помечены их измеренные значения. Видно, что при $n = 1$ эксперимент начинает незначительно отличаться от теории лишь при приближении конфигурации резонатора к софокусной. Из рис. 6 и табл. 1 также следует, что при данном способе питания резонатора он возбуждается и на осесимметричной моде с $n = 2$. И это естественно. На рис. 4 видно, что зеркало резонатора, через которое осуществляется его связь с генератором, обращено выпуклой стороной к возбуждающей волне с плоским фазовым фронтом, что приводит к существенной разности фаз возбуждающей волны в центре зеркала и на размере a_{con} , а это и является условием реализации этой моды. Такой тип колебаний при $q > 9$ в эксперименте не фиксируется, что, вероятно, связано с его низкой добротностью при этих q . Как следует из теории, с ростом числа n растет токовая область на зеркалах резонатора, а, следовательно, при ограниченном их диаметре существенно возрастает α_{dif} .

На рис. 6 построены и зависимости от $2L$ величин a_{cur} и α_{dif} для колебаний 0, 1, q . Как и должно быть, при $L \rightarrow R_{\text{mir}}$ фокусировка поля в центре резонатора

возрастает. Однако из табл. 1 видно, что поле в нем при $q > 13$ падает до уровня, уже не обеспечивающего пробой воздуха. Как следует из рис. 6, это объясняется ростом a_{cur} и α_{dif} . Например, для мод с $n = 1$ при $2L > 60$ см коэффициент α_{dif} становится уже большим α_{σ} .

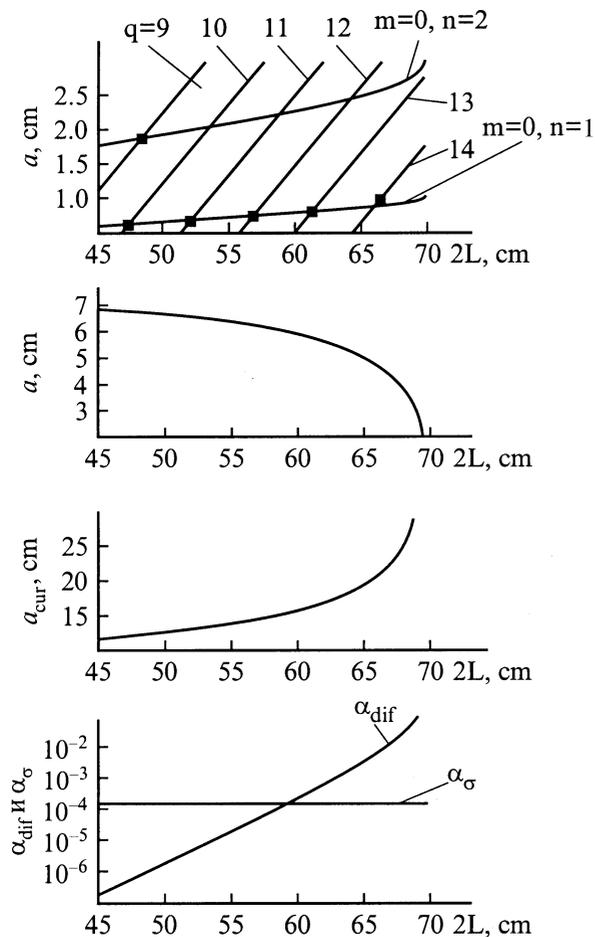


Рис. 6. Зависимости параметров резонатора от его длины.

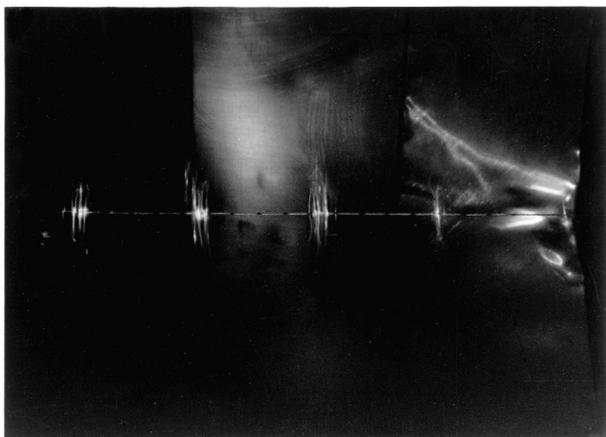


Рис. 7. Безэлектродные СВЧ разряды в атмосферном воздухе в открытом резонаторе.

Таблица 2.

f , GHz		m, n, q
эксперимент	теория	
3.48	3.47	0, 2, 10
3.38	3.38	0, 1, 11
3.18	3.18	0, 2, 9
3.09	3.09	0, 1, 10
2.9	2.9	0, 2, 8
2.8	2.8	0, 1, 9

Из формулы (3) следует, что при фиксированной частоте ω длина волны ЭМ поля в резонаторе λ_{res} больше его длины волны в свободном пространстве λ . В следующем эксперименте мы эту формулу проверили экспериментально. Для этого вдоль оси резонатора протягивалась капроновая нить диаметром 0.073 см с нанесенными на нее мерными метками с шагом 1 см. Резонатор при $p = 760$ Torr возбуждался от магнетрона при максимальной P_{gen} . Его размер $2L$ был резонансным и равным 51.65 см, чему по (3) соответствовала $\lambda_{\text{res}} = 9.4$ см. При такой конфигурации резонатора в каждом СВЧ импульсе воздух пробивался с образованием вытянутого вдоль \mathbf{E}_0 разрядного канала диаметром около $7 \cdot 10^{-2}$ см и длиной около 2.5 см. В каждом импульсе разрядный канал случайным образом возникал в одной из пучностей стоячей волны. Разряды последовательности импульсов визуализировали положение максимумов. На рис. 7 приведено на одном кадре 40 разрядов, видна нить с метками, а вектор \mathbf{E}_0 перпендикулярен ей. Измеренное расстояние между центрами локализации разрядных каналов равно 4.7 см, что соответствует $\lambda_{\text{res}} = 9.4$ см.

В следующем эксперименте резонатор с этим же фиксированным значением $2L = 51.65$ см возбуждался от малоомощного генератора стандартных СВЧ колебаний, частоту которых можно было менять. При ее изменении также наблюдались резонансные "всплески" контрольного сигнала. В табл. 2 в левом столбце указаны резонансные частоты f , считанные со шкалы генераторного прибора, а во втором и третьем — их значения, рассчитанные по формуле (1). Видно их хорошее совпадение. Как и в первом опыте, при использованном способе питания резонатора он возбуждался и на моде с $n = 2$. При установленном значении $2L$ добротность этих мод была достаточна для их регистрации.

Используемый в опыте измерительный генератор позволял определять частоту генерируемых им колебаний с точностью, не лучшей 100 kHz. В свою очередь диапазоны частот, в которых фиксировались пики контрольного сигнала, также не превышали 100 kHz, т. е. с данным прибором могла быть произведена только оценка добротности резонатора для измеренных резонансных частот. Она была не хуже нескольких единиц, умноженных на 10^4 . Подключение к схеме стандартного генератора с "качающейся" частотой, предназначенного для воспроизведения

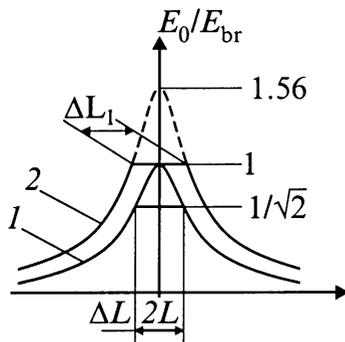


Рис. 8. Резонансные кривые.

на своем экране резонансной кривой, подтвердило эту оценку, но также не позволило произвести более точное измерение добротности исследуемого резонатора, так как его Q лежало за границей разрешимости прибора.

В следующем эксперименте добротность резонатора при его резонансном размере $2L = 51.65$ см была оценена путем механической "расстройки" его длины. Для этого резонатор запитывался от магнетрона с выходным сигналом, ослабленным аттенуатором по полю в 1.56 раз. В этом случае, как показал опыт, уровень E_0 соответствовал пробойному полю воздуха $E_{бр}$ при $p = 760$ Торг (рис. 8, кривая 1). Затем камера, в которой был помещен резонатор, откачивалась до $p = 760/\sqrt{2} = 540$ Торг и определялся диапазон ΔL , в котором наблюдался пробой воздуха при этом p . Измерения дали $\Delta L = 3.1 \cdot 10^{-3}$ см, т.е. по (29) $Q = 2L/\Delta L = 1.7 \cdot 10^4$.

В контрольном опыте для резонатора с такой же конфигурацией, но уже при полной излучаемой мощности измерялся диапазон изменения длины резонатора (ΔL)₁, в котором наблюдался пробой воздуха при $p = 760$ Торг. Измерения дали (ΔL)₁ = $8.7 \cdot 10^{-3}$ см. При измеренном $Q = 1.7 \cdot 10^4$ по формуле (29) это дает значение поля при точной резонансной настройке резонатора значение E_0 в 1.53 раз больше $E_{бр}$, что практически совпадает с введенным ранее ослаблением поля. Отметим, что штриховой участок кривой 2 на рис. 8 опытно не реализуем, так как при $p = 760$ Торг поле E_0 могло дорастать только до $E_{бр}$.

И наконец, добротность резонатора при этом же резонансном значении $2L$ оценивалась измерением постоянной времени τ нарастания поля в нем. Для этого при подключенном магнетроне возбуждающая резонатор волна ослаблялась до уровня, при котором атмосферный воздух в резонаторе не пробивался в течение всего СВЧ импульса. При этом контрольный сигнал имел типичную форму с экспоненциально насыщающимся фронтом, плоской вершиной и экспоненциально спадающим задним склоном. Измерения дали для переднего фронта значение $\tau = 2 \mu\text{с}$, что по (27) соответствует $Q \cong 2 \cdot 10^4$.

В заключение по формулам раздела 3 проведем "сквозной" расчет максимальной величины поля в фокусе резонатора E_0 и сравним его с экспериментальным значением $E_0 = 1.56 \cdot 32 \text{ кВ/см} = 50 \text{ кВ/см}$. В расчетах положим $P_{ген} = 1 \text{ МВт}$, $2L = 51.65 \text{ см}$ и $Q = 1.7 \cdot 10^4$.

Формула (27) позволяет рассчитать "экспериментальное" $\alpha_{кон}$. Она дает $\alpha_{кон} = 3.9 \cdot 10^{-3}$. Этот же коэффициент можно рассчитать и по (13), приняв во внимание, что на перфорированную часть зеркала, через которое осуществляется возбуждение резонатора, со стороны резонатора приходится всего 70% мощности падающей на него ЭМ волны. При экспериментальных $r_{кон}$, h и χ этот расчет дает $\alpha_{кон} = 3.6 \cdot 10^{-3}$. Как видим, две эти оценки практически совпали. Таким образом, в эксперименте связь резонатора с генератором не являлась оптимальной. В нем отношение $\alpha_{кон}/(2\alpha_{\sigma}) \cong 12$ и по рис. 2 поле E_0 могло дорости всего до 0.6 от $E_{0\text{опт}}$.

Для расчета E_0 воспользуемся вторым выражением в формуле (33). В ней коэффициент η определяется распределением мощности $P_{ген}$ по излучающей апертуре (рис. 4) и соотношением площадей этой апертуры диаметром $2a_{ген}$ и перфорированной части зеркала резонатора диаметром $2a_{кон}$ и равен 0.3. Расчет по (33) с учетом отношения $E_0/E_{0\text{опт}}$ дает $E_0 = 48 \text{ кВ/см}$, что практически совпадает с его экспериментальным значением.

Заключение

Выполненные исследования показали, что развитая к настоящему времени теория квазиоптических открытых резонаторов со сферическими зеркалами вполне удовлетворительно описывает их свойства. Это относится к возможным типам колебаний ЭМ поля в их объеме, резонансным условиям, способу связи резонатора с генератором и т.п. Некоторые несоответствия начинают наблюдаться лишь при приближении конфигурации резонатора к софокусной. Проведенные исследования позволяют приступить к проектированию систем с использованием такого типа резонатора для реализации безэлектродных СВЧ разрядов в газах сверх высокого давления [11]. Резонатор такого типа может служить и в качестве "тонкого" инструмента для исследования, например, уровней пробойных полей в различных газах при повышенных давлениях, темпа и степени диссипации безэлектродными разрядами ЭМ энергии и т.п.

Список литературы

- [1] Прохоров А.М. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. Вып. 6. С. 1658–1662.
- [2] Русин Ф.С., Богомолов Г.Д. // Электроника больших мощностей. 1968. № 5. С. 45–58.
- [3] Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Иванов О.А. и др. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 7. С. 56–71.
- [4] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 26–37.

- [5] *Вихарев А.Л., Еремин Б.Г.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 2. С. 452–455.
- [6] *Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М.* Свободно локализованный СВЧ разряд в воздухе. М.: Нефть и газ, 1996. 26 с.
- [7] *Грачев Л.П., Есаков И.И., Князев М.П.* и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 7. С. 1353–1355.
- [8] *Мак-Доналд А.* Сверхвысокочастотный пробой в газа. М.: Мир, 1969. 205 с.
- [9] *Кис В., Деккер Г., Бертин У.* и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 20. С. 5–11.
- [10] *Гулин М.А., Долгов А.Н., Николаев О.В.* и др. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 1015–1017.
- [11] *Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И.* и др. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. СПб., 1999. № 1577. 59 с.
- [12] *Вайнштейн Л.А.* Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 475 с.
- [13] *Барчуков А.И., Петров Ю.Н.* // РЭ. 1962. № 3. С. 414–415.
- [14] *Богомолов Г.Д.* // Электроника больших мощностей. 1963. № 9. С. 154–175.