

ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.373.41.5

В.К. Федяев, Т.С. Акимова, О.А. Горлин

УСЛОВИЯ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ ПИТРОНА

Приведено уравнение для фазового условия самовозбуждения питрона. Для амплитудного условия самовозбуждения получены соотношения, учитывающие параметры нагруженного резонатора, электронного потока и области взаимодействия. Даны уравнения для пускового тока и минимального первеанса потока. Приведены рекуррентные соотношения, на основе которых может быть рассчитан процесс нарастания и установления колебаний в генераторе.

Ключевые слова: электронная проводимость, КПД, двухзазорный резонатор, автогенератор СВЧ, питрон, условия самовозбуждения.

Введение. Питроном был назван автогенератор СВЧ на двухзазорном резонаторе, работающий на противофазном π -виде колебаний [1]. Первоначально двухзазорный резонатор с противофазным типом колебаний был предложен в виде отрезка коаксиальной линии, один конец которой был замкнут, а другой разомкнут [2]. Разомкнутый конец модифицировался таким образом, что внутренний проводник коаксиальной линии образовывал пролетную трубу 1, торцы которой вместе с отверстиями 2 во внешнем проводнике коаксиальной линии образовывали два зазора взаимодействия с электронным потоком (рисунок 1). В современном исполнении конструкция двухзазорного резонатора приведена на рисунке 2, а. В таком резонаторе противофазные напряжения на зазорах одинаковы по амплитуде, а токи через зазоры разные. Двухзазорные резонаторы на π -виде колебаний получили широкое применение в качестве входных, промежуточных и выходных резонаторов многорезонаторных усилительных клистронов. Подробно были исследованы основные параметры, характеризующие процессы взаимодействия электронного потока с полями зазоров: электронная проводимость [3], коэффициент взаимодействия [4], коэффициент полезного действия [5].

Другой разновидностью двухзазорных резонаторов является резонатор, работающий на синфазном нулевом виде колебаний. В таком резонаторе через зазоры протекает общий переменный ток, а амплитуды напряжений могут

быть разные. При соответствующем выборе расстояния между зазорами в двухзазорном резонаторе будут возбуждаться автоколебания. Впервые идея и теория генератора на двухзазорном резонаторе были изложены в 1935 г. в статье сотрудницы Ленинградского физико-технического института А.Н. Арсеньевой и немецкого физика О. Хейль [6]. Практическая реализация такого генератора в виде экспериментального образца была выполнена в 1936 г. в ЛЭТИ им. В.И. Ульянова (Ленина) 26-летним инженером Ю.А. Кацманом в электровакуумной лаборатории, которой заведовал профессор А.А. Шапошников [7]. Была получена генерация на длинах волн 60 см и 120 см.

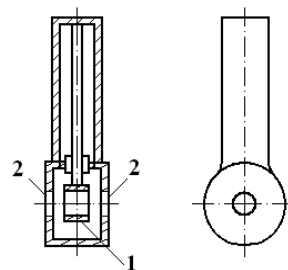


Рисунок 1 – Конструкция двухзазорного резонатора на коаксиальной линии

Впоследствии генератор на двухзазорном резонаторе с нулевым видом колебаний был назван клистроном с плавающей трубой дрейфа [8]. На частоте 3,012 ГГц был получен КПД 23 % при выходной мощности 26,6 Вт. В более мощном генераторе в диапазоне частот 7,5–11,5 ГГц

был получен КПД 25 % при выходной мощности 5 кВт [9]. В обоих случаях приборы были предложены в качестве генераторов с электронной перестройкой частоты путем изменения напряжения на трубе дрейфа.

В последнее время в связи с возрастающим применением микроволновых технологий в различных областях жизнедеятельности возникла потребность в простых по конструкции генераторах СВЧ с высоким КПД. На уровнях средней и большой мощности внимание исследователей привлек в первую очередь моноэлектронный генератор на одном резонаторе с одним широким зазором. Однако теоретический КПД классического моноэлектронного генератора не превышает 18 % [10–12]. Кроме того необходима амплитуда переменного напряжения в несколько раз больше ускоряющего, что увеличивает потери в резонаторе, затрудняет самовозбуждение и требует применения конструкций с полыми или многолучевыми электронными потоками.

Более предпочтительными могут быть генераторы также на одном резонаторе, но с двумя зазорами. Особенностью генератора на резонаторе с синфазным видом колебаний является трудность реализации оптимальных по КПД режимов. КПД определяется процессами преобразования энергии во втором выходном зазоре. При одинаковом токе через зазоры из-за более низкого эквивалентного сопротивления второго зазора амплитуда напряжения на нем оказывается меньше, чем на первом, что уменьшает КПД. Наиболее просто режимы максимального КПД реализуются в питроне – генераторе на π -виде колебаний – путем изменения ширины первого зазора. До последнего времени опубликованных сведений об использовании двухзазорных резонаторов на π -виде колебаний в качестве генераторов не было.

Задачи работы: определение на основе кинематической теории фазовых и амплитудных условий самовозбуждения питрона, вывод соотношений для пускового тока и минимального первеанса потока, визуализация процесса нарастания и установления режима автоколебаний в генераторе.

Схематическое изображение и эквивалентная схема генератора. На рисунке 2 приведены схематическое изображение (рисунок 2, а), распределение электрического поля в зазорах (рисунок 2, б) и эквивалентная схема (рисунок 2, в) автогенератора на двухзазорном резонаторе, работающем на противофазном π -виде колебаний.

Направления наведенных токов $i_1^{нав}$, $i_2^{нав}$, $i_3^{нав}$, силовых линий электрического поля в зазорах и

магнитного поля H в области вывода энергии приведены в фиксированный момент времени для тормозящей фазы напряжения на втором зазоре. Так как стенки резонатора и трубы дрейфа на π -виде эквипотенциальны, то место расположения стержня 7, поддерживающего трубу дрейфа, на цилиндрической поверхности трубы дрейфа может быть произвольным. Вместо стержня труба может быть закреплена на пластине с небольшой протяженностью по азимуту. Через стержень 7 протекает суммарный наведенный ток, и около него наибольшая концентрация магнитных силовых линий магнитного поля. Поэтому в случае индуктивного вывода энергии петлю связи 6 следует помещать вблизи стержня или часть стержня делать частью петли связи, как показано на рисунке 2, а.

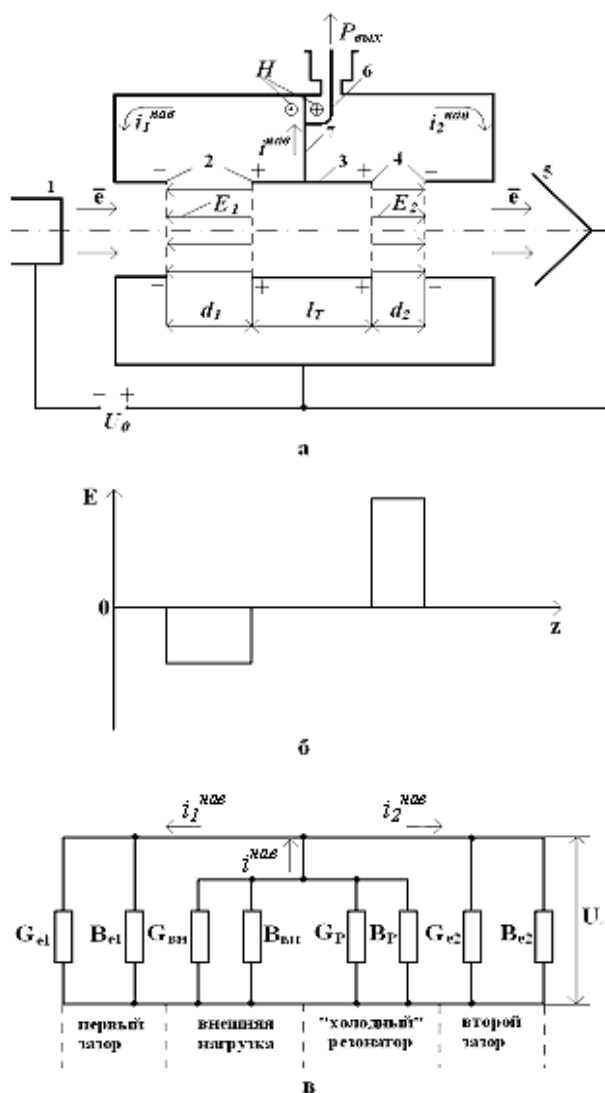


Рисунок 2 – Автогенератор на двухзазорном резонаторе с π -видом колебаний: 1 – катод, 2, 4 – зазоры резонатора, 3 – труба дрейфа, 5 – коллектор, 6 – петля связи, 7 – держатель трубы дрейфа

Фазовое условие самовозбуждения. Для питрона, как и для любого другого автогенератора, должны выполняться фазовые и амплитудные условия самовозбуждения. Фазовые условия должны соответствовать приходу центра сгустка электронов, образовавшихся в пролетной трубе за счет скоростной модуляции в первом зазоре, в максимум напряжения тормозящей фазы во втором зазоре. Центр сгустка образуется вокруг электрона, прошедшего середину первого зазора, в момент перехода переменного напряжения U_1 от тормозящего к ускоряющему. Минимальный угол пролета центра сгустка между серединами зазоров L , при котором он попадает в максимум тормозящего напряжения U_2 на втором зазоре, равен $\pi/2$ (рисунок 3).

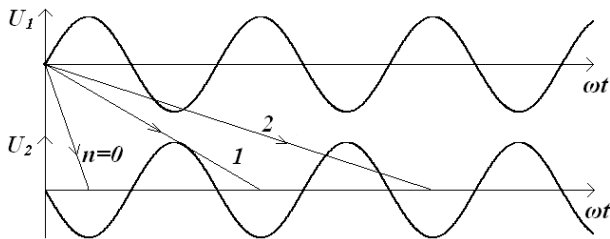


Рисунок 3 – Фазовое условие самовозбуждения

Другие тормозящие фазы сдвинуты на величины, кратные 2π . Тогда фазовое условие самовозбуждения будет иметь вид:

$$L = \frac{\pi}{2} + 2\pi n = 2\pi(0,25 + n), \quad (1)$$

где $n=0,1,2,\dots$ – номер зоны генерации,

$$L = L_T + \frac{D_1}{2} + \frac{D_2}{2},$$

$$L_T = \gamma l_T, \quad D_1 = \gamma d_1, \quad D_2 = \gamma d_2, \quad \gamma = \frac{\omega}{v_0}, \quad \omega = 2\pi f,$$

f – частота генерируемого сигнала, $v_0 = (2eU_0/m)^{1/2}$, e , m – заряд и масса электрона.

Амплитудное условие самовозбуждения. В режиме установившихся колебаний амплитудное условие заключается в равенстве электронной мощности P_e , отдаваемой электронным потоком полю резонатора, и мощности всех потерь $P_{ном}$, то есть $P_e = P_{ном}$.

В случае питрона электронная мощность – это мощность, отдаваемая полю резонатора при торможении сгустков электронов во втором зазоре P_{e2} . В мощность потерь, кроме обычно учитываемых потерь в резонаторе P_p и во внешней нагрузке $P_{вн}$, следует включить потери на скоростную модуляцию электронов в первом зазоре P_{e1} , то есть

$$P_{e2} = P_{e1} + P_p + P_{вн}. \quad (2)$$

Значения мощностей можно определить через амплитуду напряжения на зазорах и активные проводимости (рисунок 2, в):

$$P_{e2} = -\frac{1}{2}U_m^2 G_{e2}, \quad P_p = \frac{1}{2}U_m^2 G_p, \\ P_{вн} = \frac{1}{2}U_m^2 G_{вн}.$$

Подставляя эти выражения в уравнение (2), получаем амплитудное условие установившихся колебаний в виде:

$$-G_{e2} = G_{e1} + G_p + G_{вн}. \quad (3)$$

Рассмотрим процесс самовозбуждения автогенератора. В этом случае при возникновении на первом зазоре колебаний с малой амплитудой U_{m1} такое же напряжение возникнет и на втором зазоре из условия равенств амплитуд $U_{m2} = U_{m1} = U_m$. За счет скоростной модуляции в первом зазоре и группирования электронов в середину второго зазора поступает конвекционный ток с амплитудой первой гармоники

$$I_2 = 2I_0 J_1(X), \quad (4)$$

где $X = \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} M_1 L$ – параметр группирования,

M_1 – коэффициент взаимодействия для первого зазора. При малых амплитудах напряжений и, следовательно, малых X для функции Бесселя выполняется условие $J_1(X) \approx X/2$ [13]. Тогда конвекционный ток запишется в виде:

$$I_2 = I_0 \frac{U_m}{U_0} M_1 L, \text{ а наведенный ток в цепи, внеш-$$

ней по отношению к первому зазору, примет значение:

$$I_2^{наг} = I_2 M_2 = I_0 \frac{U_m}{U_0} M_1 M_2 L, \quad (5)$$

где M_2 – коэффициент взаимодействия для второго зазора.

Электронная проводимость второго зазора будет определяться соотношением

$$G_{e2} = -\frac{I_2^{наг}}{U_m} = -\frac{I_0}{U_0} M_1 M_2 L. \quad (6)$$

Знак минус является следствием того, что наведенный ток и напряжение находятся в противофазе.

Условием нарастающих колебаний будет $P_e > P_{ном}$ или с учетом соотношений (4) и (5)

$$P_{e2} > P_{e1} + P_p + P_{вн},$$

$$-G_{e2} > G_{e1} + G_p + G_{вн}. \quad (7)$$

При подстановке уравнения (6) в (7) получим амплитудное условие самовозбуждения (появления нарастающих колебаний) в виде:

$$G_0 M_1 M_2 L > G_{el} + G_p + G_{вн}, \quad (8)$$

где $G_0 = I_0 / U_0$ – проводимость электронного потока.

Электронная проводимость G_{el} в режиме малых амплитуд определяется известным соотношением [14]:

$$\frac{G_{el}}{G_0} = \frac{1}{2} F_a(D_1) = \frac{2(1 - \cos D_1) - D_1 \sin D_1}{2D_1^2}.$$

Проводимости $G_p + G_{вн}$ можно выразить через экспериментально измеряемые параметры резонатора [14]:

$$G_p + G_{вн} = \frac{1}{\rho Q_0} + \frac{1}{\rho Q_{вн}} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{вн}} \right) = \frac{1}{\rho Q_n}, \quad (9)$$

где ρ – характеристическое сопротивление резонатора, Q_0 , $Q_{вн}$, Q_n – собственная, внешняя и нагруженная добротности резонатора. Подставив соотношение (9) в неравенство (8), получим другую форму записи амплитудного условия самовозбуждения:

$$M_1 M_2 L > \frac{1}{2} F_a(D_1) + \frac{1}{G_0 \rho Q_n}. \quad (10)$$

Полученное условие самовозбуждения учитывает значения параметров основных элементов генератора: параметров нагруженного резонатора ρ и Q_n , параметров области взаимодействия M_1 , M_2 , L , F_a и проводимости электронного потока G_0 .

Пусковой ток. Из соотношения (10) может быть получено выражение для пускового тока питрона

$$I_{пуск} = \frac{U_0}{\rho Q_n (M_1 M_2 L - \frac{1}{2} F_a)}, \quad (11)$$

а также для более информативного параметра – минимального первеанса, начиная с которого возможно самовозбуждение:

$$P_{min} = \frac{I_{пуск}^2}{U_0^{3/2}} = \frac{1}{\sqrt{U_0} \rho Q_n (M_1 M_2 L - \frac{1}{2} F_a)}. \quad (12)$$

Пусковой ток и минимальный первеанс, как следует из соотношений (3), (11), (12), уменьшаются с увеличением номера зоны n .

Определим P_{min} для варианта автогенератора, работающего на первой зоне π -вида колебаний, для которого по аналитической оценке был получен КПД $\eta_e = 46\%$ [1] при нормированных размерах зазоров $D_1 = 4\pi/3$ и $D_2 = \pi/2$, что

соответствует $M_1 = 0,42$ и $M_2 = 0,9$, $F_a = 0,17$. Из фазового условия самовозбуждения (1) при $n=1$ получим $L = 5\pi/2$. Положим $U_0 = 10\text{кВ}$, $\rho = 100\text{ Ом}$, $Q_n = 200$, по соотношению (12) получим $P_{min} = 0,17 \cdot 10^{-6} \text{ А/В}^{3/2}$, что является вполне приемлемой величиной даже для однолучевых конструкций.

Процесс установления колебаний. Рассчитаем переходный процесс установления колебаний для этого варианта, то есть нарастания колебаний от уровня малых в нулевом приближении, в результате группирования электронов за счет напряжения U_{m1}^0 в цепи второго зазора наводится ток с амплитудой первой гармоники

$$I_2^{0нас} = 2I_0 M_2 J(X^0),$$

где $X^0 = \frac{1}{2} \frac{U_{m1}^0}{U_0} M_1 L$. Тогда на втором зазоре в следующем первом приближении возникнет напряжение

$$U_{m2}^1 = \frac{I_2^{0нас}}{G_{el} + G_p + G_{вн}}. \quad (13)$$

Оценим величину G_{el} по сравнению с $G_p + G_{вн}$. При $P_{min} = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ А/В}^{3/2}$, $D_1 = 4\pi/3$, $G_{el} = 0,5 G_0 F_a(D_1) = 0,17 G_0$ получим $G_{el} = 8,5 \cdot 10^6 [1/\text{Ом}]$. В свою очередь, $G_p + G_{вн} = 1/\rho Q_n = 50 \cdot 10^{-6} [1/\text{Ом}]$. Сравнивая величины проводимостей, видим, что $G_{el} \ll G_p + G_{вн}$. Тогда, пренебрегая величиной G_{el} , с учетом соотношений (5) и (9) уравнение (13) можно записать в виде

$$U_{m2}^1 \approx 2I_0 \rho Q_n M_2 J_1(X^0) = 2P \sqrt{U_0} \rho Q_n M_2 J_1(X^0). \quad (14)$$

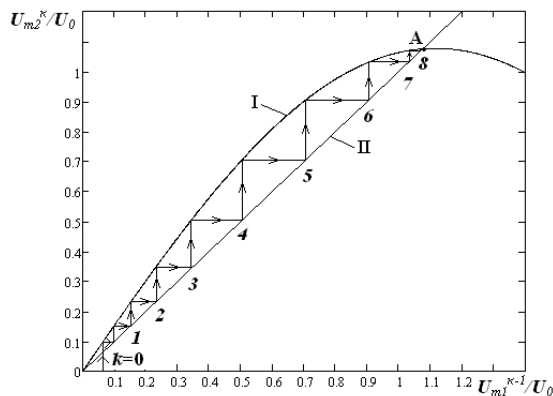
На π -вида колебаний напряжение U_{m2}^1 возникнет и на первом зазоре и, в свою очередь, промоделирует электронный поток по скорости и т.д. В результате на основании уравнения (14) в нормированном виде получим рекуррентное соотношение

$$\frac{U_{m2}^{(\kappa)}}{U_0} = 2P \sqrt{U_0} \rho Q_n M_2 J_1 \left(\frac{1}{2} \frac{U_{m1}^{(\kappa-1)}}{U_0} M_1 L \right), \quad (15)$$

которое является так же колебательной характеристикой автогенератора $U_{m2} = f(U_{m1})$ [15]. Здесь κ – номер приближения. Характеристикой обратной связи для π -вида колебаний является равенство $U_{m1} = U_{m2}$, что соответствует коэффициенту обратной связи, равному 1.

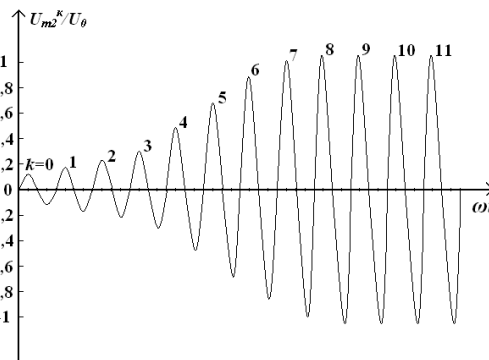
На рисунке 4,а для рассматриваемого варианта приведены колебательная характеристика I – $U_{m2}^{(\kappa)} = f(U_{m1}^{(\kappa-1)})$ и прямая обратной связи II – $U_{m1} = U_{m2}$, а на рисунке 4, б показан процесс ступенчатого установления колебаний по соотношению (15).

В качестве нулевого приближения было взято значение $U_{m1}^0 = 0,05U_0$. Процесс установления колебаний заканчивается в точке А, где процедура рекуррентного счета по уравнению (15) зацикливается на величине $U_{m1} = U_{m2} = 1,05U_0$ и выполняется амплитудное условие (3) для установившихся колебаний. Для большей наглядности на рисунке 4,б показан переходный процесс нарастания колебаний от уровня $0,05U_0$ до $1,05U_0$. Каждому значению k соответствует один период колебаний с амплитудой $U_m^{(k)}$. При КПД контура $\eta_{кон} = 0,9$ параметры генератора будут иметь следующие значения: $P_0 = 5$ кВт, $P_e = 2,5$ кВт, $P_{вн} = 2,1$ кВт, $\eta_e = 46\%$, $\eta = \eta_e \eta_{кон} = 42\%$.



а

Рисунок 4: а – последовательность расчета установления колебаний, б – иллюстрация переходного процесса установления колебаний



б

Основные результаты. Приведено уравнение для фазового условия самовозбуждения питрона. Для амплитудного условия самовозбуждения получены соотношения, учитывающие параметры нагруженного резонатора, электронного потока и области взаимодействия. Даны уравнения для пускового тока и минимального первеанса потока, начиная с которых возможно самовозбуждение питрона. Значения этих параметров уменьшаются с увеличением номера зоны генерации. Показано, что самовозбуждение генератора возможно при первеансах потока, соответствующих однолучевым конструкциям. Приведены рекуррентные соотношения, на основе которых может быть рассчитан процесс нарастания и установления колебаний в генераторе, дана наглядная иллюстрация этого процесса.

Библиографический список

1. Федяев В.К., Горлин О.А. Коэффициент полезного действия питрона – двухзорного автогенератора с противофазным видом колебаний // ТРУДЫ российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А.С. Попова. 2008. - вып. 63. - С. 338-340.
2. Hohn W.C., Metcalf G.F. Velocity Modulated Tubes // Proc. I.R.E., 1939. - № 2.
3. Симонов К.Г. Взаимодействие электронного потока с полем двухзорного резонатора при синфазных полях в зазорах // Электронная техника, серия 1, Электроника СВЧ, 1967. - № 2. - С. 39-46.
4. Branch G.M. Electron Beam Coupling in Interaction Gaps of Cylindrical Symmetry // Trans. I.R.E., ED – 8.1961.- № 3.- P.p. 193-207.
5. Зусмановский С.А., Зимин С.Ф., Симонов К.Г. Взаимодействие электронного потока с полем двух-

зорного резонатора, работающего на противофазном виде колебаний // Электронная техника, серия 1, Электроника СВЧ, 1967. - № 6. - С. 58 -71.

6. Arsenjewa-Heil A., Heil O. A new method for the generation of short undamped electro-magnetic oscillations of high intensity. Zeits fur Physik // Vol.95. 1935. - P. 752-762.

7. Кацман Ю.А. Исследование трубок с колеблющимся пространственным зарядом в цилиндре, экранирующим электронный пучок // Отчет. ЛЭТИ им. Ульянова (Ленина). Электровакуумная лаборатория. Ленинград. 1936. 24 с.

8. Chodorow M. Floating-Drift-Tube Klystron // Proc. I. R. E., 1953. – P. 25-31.

9. Nelson R.B. A high – power floating – drift – tube klystron // Proc. of the 4th Int. Congress on microwave tubes, Holland, 1962, Sept., P.49-54.

10. Barroso J.J. Design facts in the axial monotron // IEEE Transactions on Plasma Science. 2000. Vol. 28. - № 3.- P. 450 – 455.

11. Панов В.П., Кутузова И.В. Взаимодействие несгруппированного потока с высокочастотным полем зазора // Электронные приборы: межвуз. сб. науч. тр. Рязань: РРТИ, 1992. - С. 93–95.

12. Федяев В.К., Паиков. А.А. Электронная проводимость и коэффициент полезного действия плоского сверхвысокочастотного зазора в нелинейном режиме // Радиотехника и электроника. Том. 50. 2005.- № 3. - С. 361-365.

13. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. - М.: Наука, 1984. - 834 с.

14. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. 2. Электровакуумные приборы СВЧ. - М.: Высшая школа, 1972. – 376 с.

15. Кацман Ю.А. Приборы СВЧ. – М.: Высшая школа, 1983. – 368 с.

УДК 621.373.8

*П.Г. Воробьев, А.А. Кондрахин, А.А. Мочалина, Е.Г. Чуляева***ДИСПЕРГИРУЮЩАЯ ПРИЗМА КАК СЕЛЕКТОР ДЛИН ВОЛН В He-Ne ЛАЗЕРЕ**

В работе показан метод подавления генерации на длине волны 3,39 мкм, конкурирующей с 0,63 мкм. Применение данного метода позволяет повысить мощность лазерного излучения, увеличить надежность активного элемента. Заявленные данные подтверждены соответствующими расчетами.

Ключевые слова: диспергирующая призма, подавление волны 3,39 мкм, He-Ne лазер, коэффициент преломления, угол разъюстировки.

Введение. Целью данной работы является повышение мощности лазерного излучения на длине волны $\lambda=0,63$ мкм за счет подавления конкуренции длин волн 0,63 и 3,39 мкм; повышение пассивной стабильности мощности излучения и повышение надежности лазера в целом.

Среди мощных He-Ne лазеров особое распространение на сегодняшний день получил лазер ЛГН-220, применяемый в голографии, романовской спектроскопии [1], ФДТ [2] и др. Расчет мощности подобного лазера производился в работах [3], [4]. Показано, что может быть получена мощность до 100 мВт в одномодовом режиме. В этих устройствах, как правило, применяется магнитное поле для подавления длины волны 3,39 мкм и селективные зеркала. Однако следует отметить, что в приборах промышленного назначения магнитное поле оказывается малоэффективным.

Подавление нежелательного излучения можно осуществить также при помощи изменения конструкции разрядной трубки. Известны следующие способы:

- активный элемент с каждой стороны закрывается фиксированной оптической системой, представляющей собой призму, присоединенную к трубке под углом Брюстера и выделяющей из диапазона частот одну рабочую частоту;

- активный элемент размещается внутри оптического резонатора с внешними зеркалами и дополняется термокатодом и окнами Брюстера;

- к разрядной трубке с брюстеровскими окнами с одной стороны присоединяется металлическая ячейка поглощения, которая является прозрачной для 0,63 мкм и подавляет 3,39 мкм.

Данные методы используются долгое время и прекрасно решают поставленные задачи, однако они не лишены недостатков. Одним из них, и наиболее ощутимым, является низкая надежность и долговечность активного элемента.

В данной работе мы предлагаем новый метод решения этой задачи. Его особенностью является представление одного из окон Брюстера в виде диспергирующей призмы.

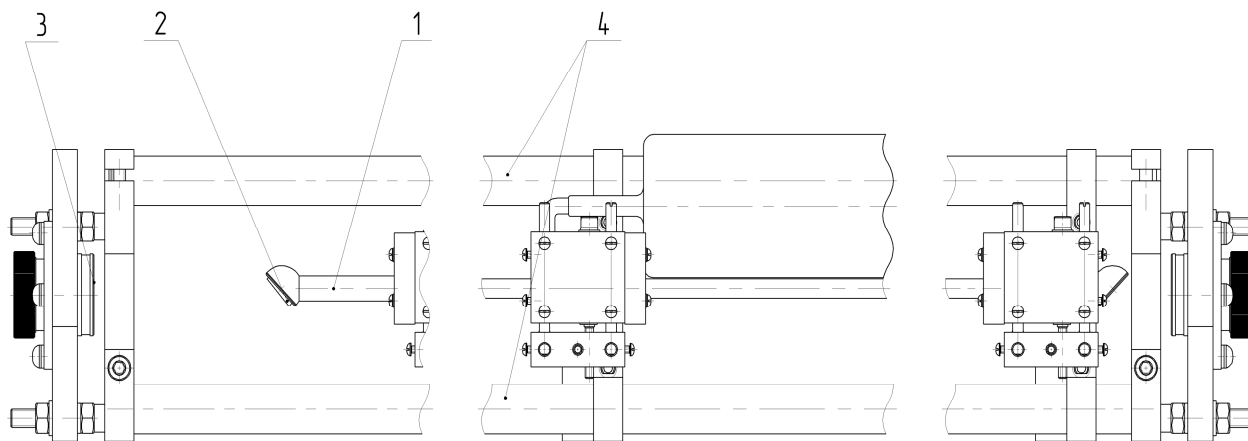


Рисунок 1 - Общий вид лазера с диспергирующей призмой:

1 – активный элемент; 2 – окно, выполненное в виде клина; 3 – зеркала; 4 – углепластиковые стержни

На рисунке 1 представлен общий вид такого лазера. He-Ne лазер содержит резонатор с внешними зеркалами, активный элемент с электродами 1, закрытый окнами Брюстера, в котором одно из окон 2 выполнено в виде клина из стекла ЛК-4, имеющего угол при вершине $2^\circ \leq \theta \leq 5^\circ$. Клин на $\lambda=0,63$ (мкм) одной гранью под углом Брюстера прикрепляется к активному элементу, другая грань клина расположена под углом, отличающимся от угла Брюстера на $2^\circ \pm 5^\circ$, и просветлена на $\lambda=0,63$ (мкм). Благодаря этому происходит эффективное подавление нежелательной генерации на длине волны $\lambda=3,39$ (мкм), так как на выходе призмы два луча 0,63 мкм и 3,39 мкм разнесены в пространстве. Поскольку резонатор лазера настраивается на длину волны 0,63 мкм, то другая длина волны 3,39 мкм попадает на зеркало с выхода призмы под углом, отлича-

ющимся от нормального. В настоящей работе рассчитывается угол клина, необходимый для разведения двух конкурирующих длин волн настолько, чтобы для длины волны 3,39 мкм резонатор оказался несьюстированным. Кроме того, лазер содержит оптический резонатор (имеющий, по крайней мере, трёхстержневую несущую конструкцию, стержни которой выполнены из углепластика с коэффициентом термического расширения не более $1 \cdot 10^{-7}$ м/град) 4 и зеркала 3. За счет использования углепластика в качестве материала несущих стержней резонатора повышается стабильность мощности лазерного излучения и увеличивается надежность лазера в целом.

На рисунке 2 более подробно показано устройство диспергирующей призмы и ход лучей в ней.

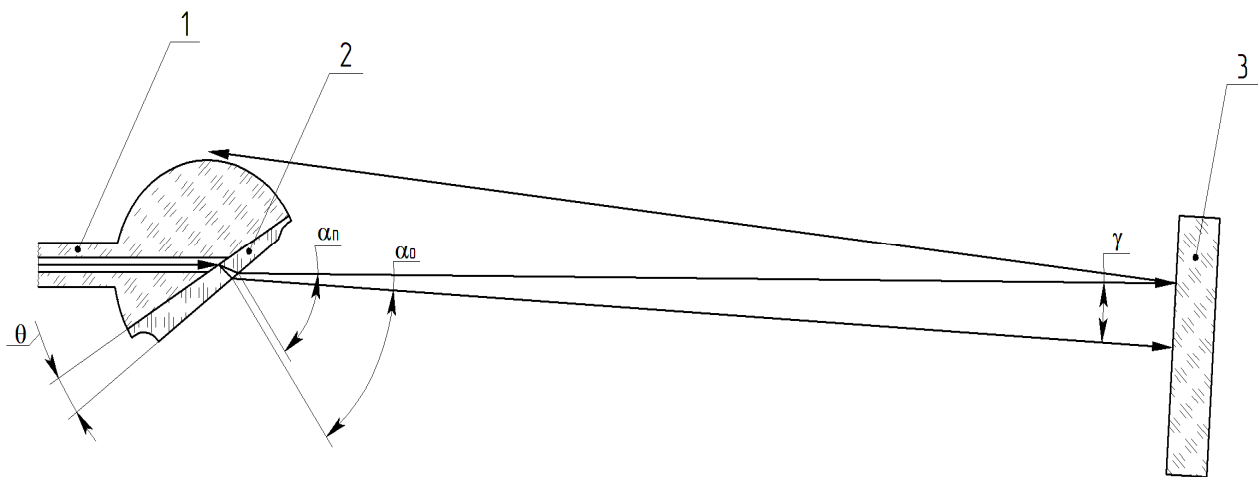


Рисунок 2 - Ход лучей в диспергирующей призме.

1 – активный элемент; 2 – окно, выполненное в виде клина; 3 – зеркала. α_0 - угол преломления для $\lambda=0,63$ мкм; α_n - для $\lambda=3,39$ мкм; θ - угол при вершине клина; γ - необходимый угол разведения лучей, который определяется θ .

При подаче напряжения на активный элемент зажигается газовый разряд и начинается формирование генерации на 2-х типах волн 0,63 мкм и 3,39 мкм. Зеркала юстируются на $\lambda=0,63$ мкм. Излучение в лазерной трубке, содержащее 2 длины волны поступает на первую грань клина, установленную под углом Брюстера. Поскольку угол преломления клина для волн 0,63 мкм и 3,39 мкм различен, происходит расщепление луча по длинам волн в пространстве так, что на выходе окна формируются два независимых пучка, которые попадают на поверхность сферического зеркала под разными углами. Так как зеркало было сьюстировано на $\lambda=0,63$ (мкм), происходит отражение луча 3,39 (мкм) под углом γ . Таким образом имеем разъюстировку зеркала для 3,39 (мкм) на угол γ . Этот угол зависит от коэффициента прелом-

ления в клине и угла при вершине клина.

При расчете коэффициента преломления луча с $\lambda=3,39$ мкм возникает проблема точности вычислений, т.к. эта длина волны лежит в инфракрасной области, которая является недостаточно изученной на сегодняшний день. Однако добиться наиболее точного результата можно с помощью дисперсионной формулы М. Герцберга [5].

$$n_\lambda = B_A n_A + B_C n_C + B_F n_F + B_h n_h \quad (1)$$

где n_A , n_C , n_F , n_h - коэффициенты преломления данного стекла на длинах волн, соответственно λ_A , λ_C , λ_F , λ_h . Коэффициенты B_i являются функциями от λ и не зависят от сорта стекла. B_i можно представить следующей формулой:

$$B_i = \beta_{i0} + \beta_{i1} \lambda^2 + \frac{\beta_{i2}}{\lambda^2 - 0,035} + \frac{\beta_{i3}}{(\lambda^2 - 0,035)^2} \quad (2)$$

Если уравнение должно давать значения n_A , то на выражение накладываются четыре условия: $V_A = 1$ для λ_A и $V_A = 0$ для $\lambda_C, \lambda_F, \lambda_h$. Этими условиями можно полностью определить четыре постоянных β_i , которые находятся как решение системы четырех линейных уравнений:

$$\begin{aligned} \beta_{A0} + \beta_{A1}\lambda_A^2 + \frac{\beta_{A2}}{\lambda_A^2 - 0,035} + \frac{\beta_{A3}}{(\lambda_A^2 - 0,035)^2} &= 1 \\ \beta_{A0} + \beta_{A1}\lambda_C^2 + \frac{\beta_{A2}}{\lambda_C^2 - 0,035} + \frac{\beta_{A3}}{(\lambda_C^2 - 0,035)^2} &= 0 \\ \beta_{A0} + \beta_{A1}\lambda_F^2 + \frac{\beta_{A2}}{\lambda_F^2 - 0,035} + \frac{\beta_{A3}}{(\lambda_F^2 - 0,035)^2} &= 0 \\ \beta_{A0} + \beta_{A1}\lambda_h^2 + \frac{\beta_{A2}}{\lambda_h^2 - 0,035} + \frac{\beta_{A3}}{(\lambda_h^2 - 0,035)^2} &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Аналогично можно определить коэффициенты для функций V_C, V_F, V_h .

Система (3) и аналогичные ей системы образуют четыре системы уравнений Λ , для нахождения коэффициентов V_i :

$$\Lambda = \begin{pmatrix} 1 & \lambda_A^2 & \frac{1}{\lambda_A^2 - 0,035} & \frac{1}{(\lambda_A^2 - 0,035)^2} \\ 1 & \lambda_C^2 & \frac{1}{\lambda_C^2 - 0,035} & \frac{1}{(\lambda_C^2 - 0,035)^2} \\ 1 & \lambda_F^2 & \frac{1}{\lambda_F^2 - 0,035} & \frac{1}{(\lambda_F^2 - 0,035)^2} \\ 1 & \lambda_h^2 & \frac{1}{\lambda_h^2 - 0,035} & \frac{1}{(\lambda_h^2 - 0,035)^2} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Постоянные, в свою очередь, объединяются в матрицу V :

$$V = \begin{pmatrix} \beta_{A0} & \beta_{C0} & \beta_{F0} & \beta_{h0} \\ \beta_{A1} & \beta_{C1} & \beta_{F1} & \beta_{h1} \\ \beta_{A2} & \beta_{C2} & \beta_{F2} & \beta_{h2} \\ \beta_{A3} & \beta_{C3} & \beta_{F3} & \beta_{h3} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Тогда согласно (3) получим:

$$AB = E,$$

где E – единичная матрица.

Следовательно: $V = \Lambda^{-1}$. Теперь для вычисления постоянных достаточно найти матрицу Λ^{-1} . Затем, подставив полученные значения в формулу (2) (λ в этом случае равна 3,39 мкм, так как именно для нее мы ищем коэффициент преломления), мы рассчитаем коэффициенты V , необходимые в уравнении (1). В результате вычислений получим коэффициент преломления, равный 1,45.

Для оценки величины угла при вершине клина воспользуемся формулой для определения отклонения луча через призму с малым углом θ , представленной в справочнике [6].

$$\alpha_0 = \theta \left[\sqrt{n_0^2 + (n_0^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \theta} - 1 \right] = \theta [n_0 \sqrt{1 + n_0^2 - 1} - 1] \quad (6)$$

$$\alpha_0 = \theta(n_0^2 - 1)$$

$$\gamma = \alpha_0 - \alpha_{II} \quad (7)$$

$$\gamma = \theta(n_0^2 - 1) - \theta(n_n^2 - 1) = \theta(n_0^2 - n_n^2) \quad (8)$$

Следовательно, угол разъюстировки связан с клином зеркала по формуле:

$$\theta = \frac{\gamma}{n_0^2 - n_n^2} \quad (9)$$

Рассчитать критический угол разъюстировки можно воспользовавшись методом Синклера, изложенным в книге «Оптические квантовые генераторы» [7]. Формула, необходимая для вычислений выглядит следующим образом:

$$\psi_0 = \frac{a - w}{\varepsilon \cdot L}, \quad (10)$$

где a – апертура резонатора; w – размер пятна основной моды; ε – положительная безразмерная величина, определяемая конфигурацией резонатора и положением активной среды в нем; L – длина резонатора.

Вычислим параметры резонатора:

$$g = 1 - \frac{L}{R}, \quad (11)$$

где R – радиус кривизны зеркала.

Для резонатора длиной 1,9 м, с плоским глухим зеркалом и выходным, имеющим радиус кривизны 10 м, получим следующие значения:

$$\begin{aligned} g_{10} &= 0,81 \\ g_n &= 1 \end{aligned}$$

$$\varepsilon_{10} = \frac{g_{10} - (l_{10}/R_3)}{(1 - g_n g_{10})}, \quad (12)$$

где l_{10} – расстояние от торцов активного элемента до соответствующего зеркала резонатора; R_3 – радиус кривизны эквивалентного конфокального резонатора

$$R_3 = \frac{2L \sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2} \quad (13)$$

$$R_3 = 784,5 \text{ см}$$

Следовательно, получим:

$$\varepsilon_{10} = 4,23.$$

Рассчитаем диаметр пятна основной моды луча на длине волны 3,39 мкм:

$$w_0 = \sqrt{\frac{R_3 \cdot \lambda}{2\pi}} \quad (14)$$

Получим $w_0 = 2,1$ мм.

Подставив полученные значения в формулу

(10) вычислим критический угол разъюстировки:

$$\psi_{3,39} = 9,95 \cdot 10^{-4} \text{ рад} = 3,4'$$

Проделав те же действия для луча длиной волны 0,63 мкм получим $w_0 = 0,89$ мм, $\psi_{0,63} = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ рад} = 7,9'$.

Так как целью наших расчетов было найти угол, на который необходимо развести лучи конкурирующих длин волн, возьмем максимальное из полученных значений, т.е. $\gamma = 8'$. Подставив все найденные значения в формулу (9), получим оптимальный угол при вершине клина:

$$\theta = \frac{\gamma}{(1,488)^2 - (1,44)^2}.$$

После расчетов наименьшая величина клина в соответствии с формулой (9) составляет 136'. Для разведения лучей на еще больший угол возьмем $\theta = 3^\circ$. Если угол клина больше 5° , то вносятся дополнительные потери из-за отражения от второй грани клина, что приводит к значительным потерям мощности лазерного излучения.

Такое конструктивное решение позволяет:

- выводить из резонатора нежелательную генерацию на $\lambda = 3,39$ (мкм);
- повысить надежность активного элемента и продлить время его эксплуатации до 20000 часов;
- повысить пассивную стабильность мощности лазерного излучения при термических и

деформационных воздействиях.

Заключение. Таким образом, расчеты коэффициента преломления для инфракрасной области спектра позволили вычислить коэффициент преломления на длине волны 3,39 мкм и соответственно значение угла вершины диспергирующей призмы. Разработка конструкции активного элемента с применением окна из стекла ЛК-4 и позволила повысить мощность на 20% относительно аналогичного устройства и вывести прибор на более высокий технологический уровень.

Библиографический список

1. Оптическая голография / под ред. Колфилда. Т.2. М.: Мир, 1982. 735 с.
2. Тезисы докладов конференции «Лазеры для медицины, биологии и экологии» / Под ред. А.В. Иваненко и В.Е. Привалова, С.-Петербург, 21 – 22 ноября 2001 г., 48 с.
3. Липский В.В., Привалов В.Е. Расчет параметров генераторов мощного He-Ne лазера на $\lambda = 0,63$ мкм/ Письма в ЖТФ, 2005. Т. 31. Вып. 14. С. 51-60.
4. Bondarchuk Y.M., Krysjuk D.S., Lipsky V.V. / Proc. of SPIE, 2000, v 4316. P.104-106.
5. Герцбергер М. Современная геометрическая оптика. М.: Издательство иностранной литературы, 1962. 127 с.
6. Справочник конструктора оптико-механических приборов / под ред. В.А.Панова. Л.: Машиностроение. 1980. 129 с.
7. Ищенко Е.Ф., Климков Ю.М. Оптические квантовые генераторы / Советское радио. М.: 1968. С. 391 – 396.

УДК 621.384.8

М.В. Дубков, М.А. Буробин

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА В МОНОПОЛЬНОМ МАСС-АНАЛИЗАТОРЕ

Исследовано распределение потенциала в монопольном масс-анализаторе с тонкостенными гиперболическими электродами. Рассмотрены две технологические конструкции монопольного масс-анализатора: с гиперболическим стержневым и V-образным уголковыми электродами и с гиперболическими стержневым и уголковыми электродами. Предложена методика расчета весовых коэффициентов гармоник высших порядков в распределении потенциала. Приведены результаты зависимости весовых коэффициентов от уровня ограничения электродов.

Ключевые слова: монопольный масс-анализатор, распределение потенциала, весовой коэффициент.

Введение. Принцип действия гиперболоидных масс-спектрометров (ГМС) основан на сортировке заряженных частиц в переменном

электрическом поле с квадратичным распределением потенциала [1]. Однако в реальных электродных системах в распределении потенциала

присутствуют составляющие высших порядков (выше второго), которые в большинстве случаев оказывают негативное влияние на аналитические характеристики масс-анализатора (форма массового пика, разрешающая способность, чувствительность и добротность) [2]. Появление составляющих высших порядков связано с тем, что при изготовлении электродных систем ГМС для обеспечения требуемых массогабаритных показателей приходится ограничивать гиперболические поверхности электродов на определенном расстоянии от центра электродной системы. Актуальной задачей является исследование зависимости распределения потенциала от уровня ограничения гиперболических поверхностей электродов.

Для количественной оценки распределения потенциала в монополюсном масс-анализаторе недостаточно знать сами значения потенциала. Необходимо определить также величины весовых коэффициентов составляющих различных порядков в распределении потенциала по координатам, каждый из которых по-своему влияет на аналитические параметры масс-анализатора.

Таким образом, исследование распределения потенциала в монополюсном масс-анализаторе делится на два этапа:

- 1) расчет значений потенциала в отдельных точках рабочего объема анализатора;
- 2) аппроксимация дискретных значений потенциала полиномом заданного вида.

Методика расчета весовых коэффициентов в распределении потенциала. Для расчета распределения потенциала в рабочем объеме анализатора необходимо решить уравнение Лапласа с заданными граничными условиями (задача Дирихле). При этом важно правильно выбрать метод его решения, чтобы он учитывал особенности задачи и был оптимальным с точки зрения быстродействия и точности. Одним из эффективных путей приближенного решения уравнения Лапласа является использование его интегральной формулировки в сочетании с применением метода граничных элементов (МГЭ) [3]. Суть метода состоит в преобразовании дифференциального уравнения в частных производных, описывающего поведение неизвестной функции внутри и на границе области, в интегральное уравнение, определяющее только граничные значения, и затем, в отыскании численного решения этого уравнения. Если требуется найти значения неизвестной функции во внутренних точках области, то их можно вычислить, используя известные решения на границе.

Оценки показывают, что использование

МГЭ позволяет значительно снизить затраты машинного времени по сравнению с другими известными методами, например с методом конечных элементов. Выигрыш растет и в случае открытой области: подбором фундаментального решения можно автоматически удовлетворить условиям на бесконечности. В МГЭ погрешности связаны лишь с аппроксимацией границы с помощью граничных элементов и приближенном представлении на границе искомых и заданных функций. Если представляет интерес лишь значение искомой функции в какой-либо характерной точке области, то МГЭ позволяет получить эту информацию с более высокой точностью и при меньшем объеме вычислений.

Описанный метод расчета электрического поля реализован в программе FOCUS 2D [4], с помощью которой производился расчет планарного электрического поля, создаваемого электродной системой монополюсного масс-анализатора.

Численный расчет поля в анализаторе дает значения потенциала. Для оценки характера распределения потенциала нужно иметь аналитическую функцию, которая позволяет с максимальной точностью аппроксимировать дискретные значения потенциала, рассчитанные численным методом. В общем виде такую функцию можно представить в виде ряда

$$u(x, y) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_{2n} u_n^{(a)}(x, y) + b_{2n} u_n^{(b)}(x, y) + c_{2n+1} u_n^{(c)}(x, y) + d_{2n+1} u_n^{(d)}(x, y) \right), \quad (1)$$

где a_0 , a_{2n} , b_{2n} , c_{2n+1} , d_{2n+1} – весовые коэффициенты,

$$u_n^{(a)}(x, y) = \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k (4n-2)!}{(4n-2-2k)!(2k)!} x^{4n-2-2k} y^{2k},$$

$$u_n^{(b)}(x, y) = \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(-1)^k (4n-1)!}{(4n-2k-1)!(2k+1)!} x^{4n-2k-1} y^{2k+1},$$

$$u_n^{(c)}(x, y) = \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k (2n+1)!}{(2n+1-2k)!(2k)!} x^{2k} y^{2n+1-2k},$$

$$u_n^{(d)}(x, y) = \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k (2n+1)!}{(2n+1-2k)!(2k)!} x^{2n+1-2k} y^{2k}.$$

При выполнении расчетов бесконечный ряд (1) нужно ограничить некоторым количеством N членов, обеспечивая при этом требуемую точность расчетов. При выборе N необходимо учитывать, что члены ряда более высокого порядка в меньшей степени влияют на характер распределения потенциала.

Представляя распределение потенциала в анализаторе в виде (1), задачу оптимизации сводят к определению неизвестных значений весовых коэффициентов $a_0, a_{2n}, b_{2n}, c_{2n+1}, d_{2n+1}$ гармоник в распределении (1), при которых достигается максимальная точность аппроксимации. Эффективным способом решения данной задачи является метод наименьших квадратов [5], согласно которому признаком максимальной точности аппроксимации можно считать минимум суммы квадратов отклонений фактических значений потенциала $u^*(x_i, y_j)$ во всех точках (x_i, y_j) от значений потенциала $u(x_i, y_j)$, рассчитанных в тех же точках по аналитически заданной функции:

$$S = \sum_{i,j} (u(x_i, y_j) - u^*(x_i, y_j))^2 \rightarrow \min. \quad (2)$$

Применяя необходимое условие экстремума, величины весовых коэффициентов $a_0, a_{2n}, b_{2n}, c_{2n+1}, d_{2n+1}$ определяем из системы функциональных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial a_{2n}} \left(\sum_{i,j} (u(x_i, y_j) - u^*(x_i, y_j))^2 \right) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial b_{2n}} \left(\sum_{i,j} (u(x_i, y_j) - u^*(x_i, y_j))^2 \right) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial c_{2n+1}} \left(\sum_{i,j} (u(x_i, y_j) - u^*(x_i, y_j))^2 \right) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial d_{2n+1}} \left(\sum_{i,j} (u(x_i, y_j) - u^*(x_i, y_j))^2 \right) = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где $n = 0, 1, \dots, N$.

В данную систему входит $4(N+1)$ уравнений. Но, поскольку в распределении потенциала (1) отсутствуют слагаемые с весовыми коэффициентами b_0, c_1 и d_1 , производные по этим коэффициентам будут равны нулю и число уравнений сократится до $4N+1$.

Ввиду того, что частные производные в системе уравнений (3) вычисляются аналитически, ее можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{cases} \sum_{i,j} u(x_i, y_j) u_n^{(a)}(x_i, y_j) = \sum_{i,j} u_{i,j}^* u_n^{(a)}(x_i, y_j), \\ \sum_{i,j} u(x_i, y_j) u_n^{(b)}(x_i, y_j) = \sum_{i,j} u_{i,j}^* u_n^{(b)}(x_i, y_j), \\ \sum_{i,j} u(x_i, y_j) u_n^{(c)}(x_i, y_j) = \sum_{i,j} u_{i,j}^* u_n^{(c)}(x_i, y_j), \\ \sum_{i,j} u(x_i, y_j) u_n^{(d)}(x_i, y_j) = \sum_{i,j} u_{i,j}^* u_n^{(d)}(x_i, y_j), \end{cases} \quad (4)$$

где $n = 0, 1, \dots, N$.

В итоге получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных весовых коэффициентов $a_0, a_{2n}, b_{2n}, c_{2n+1}, d_{2n+1}$. Эта система достаточно легко решается, например методом Гаусса.

Исследование зависимости весовых коэффициентов составляющих в распределении потенциала от уровня ограничения электродов. При проектировании и изготовлении гиперболоидных масс-анализаторов для того, чтобы обеспечить требуемые массогабаритные параметры, гиперболические поверхности электродов 1 и 2 ограничивают на определенном расстоянии d от центра электродной системы (рисунок 1).

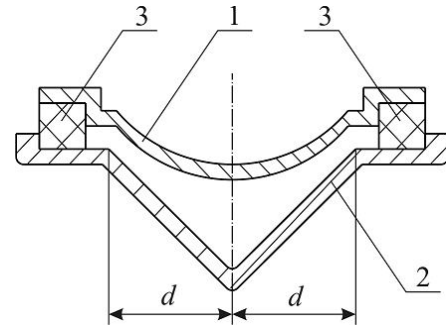


Рисунок 1 – Профиль электродной системы монополюсного масс-анализатора: 1 – стержневой электрод; 2 – уголкового электрода; 3 – керамические изоляторы

Электроды масс-анализатора должны быть расположены определенным образом друг относительно друга и жестко закреплены. В рассматриваемой конструкции монополюсного масс-анализатора расположение электродов друг относительно друга обеспечивается с помощью керамических изоляторов 3. Для фиксации изоляторов предусмотрены посадочные места определенной формы. Таким образом, каждый электрод имеет краевые области, форма которых отличается от гиперболической. В этом случае при проектировании технологической конструкции масс-анализатора, даже при высокой точности изготовления электродов, приходится сталкиваться с принципиально неустранимыми искажением электрического поля, вызванными краевыми областями электродной системы.

В связи с этим возникает задача определения оптимального уровня ограничения электродов, при котором, с одной стороны, обеспечивалось бы приемлемое качество электрического поля в анализаторе, с другой – заданные массогабаритные показатели электродной системы.

Для исследования были выбраны две технологические конструкции монополюсного масс-анализатора [6]:

I – электродная система с гиперболическим стержневым и V-образным уголковым электродами;

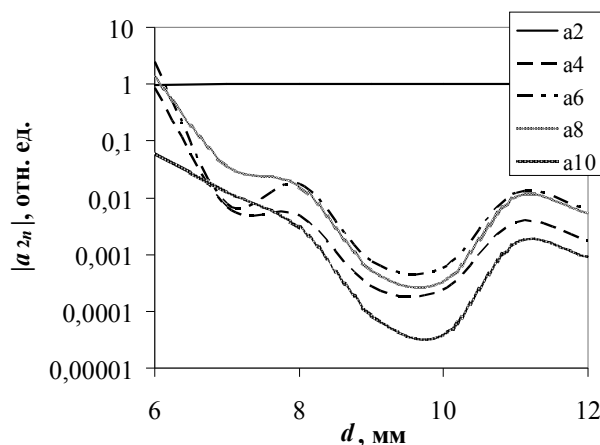
II – электродная система с гиперболическими стержневым и уголковым электродами.

На предварительном этапе было определено оптимальное число N членов ряда (1), исходя из относительной погрешности аппроксимации. Так, при $N = 5$ относительная погрешность не превышала 0,001 % для электродной системы I и 0,015 % для электродной системы II. Различие в величине относительной погрешности можно объяснить тем, что при расчете электрического поля поверхность электрода разбивается на граничные элементы в виде отрезков. Чем меньше длина отрезка, тем выше точность аппроксимации. Максимально точно аппроксимируется плоская поверхность. В результате получается, что точность аппроксимации V-образного уголкового электрода, имеющего форму двух перпендикулярных плоскостей, выше, чем точность аппроксимации гиперболического уголкового электрода.

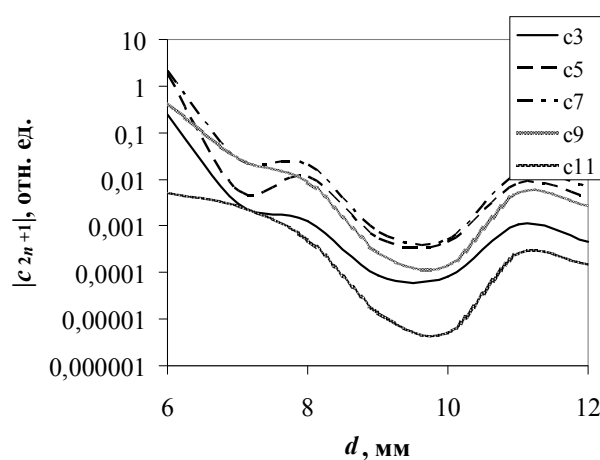
На следующем этапе исследовалась зависимость весовых коэффициентов гармоник в распределении потенциала от уровня ограничения d электродов. В ходе расчетов выяснилось, что отличными от нуля остаются лишь весовые коэффициенты a_{2n} и c_{2n+1} , а коэффициенты b_{2n} и d_{2n+1} обращаются в ноль. Этого и следовало ожидать, т.к. рассматривается электродная система, симметричная относительно оси OY , а коэффициенты b_{2n} и d_{2n+1} обусловлены несимметричными деформациями электродов.

На рисунке 2 показаны зависимости модуля коэффициентов a_{2n} (рисунок 2, а) и c_{2n+1} (рисунок 2, б) от уровня d ограничения гиперболической поверхности электродов электродной системы I.

Из рисунков видно, что квадратичная составляющая a_2 распределения потенциала практически не зависит от уровня ограничения электродов. Составляющие высших порядков ($n > 2$) уменьшаются при увеличении d примерно одинаковым образом, достигая своих минимальных значений при $d = 10$ мм. Составляющая a_6 при данном значении d превалирует над остальными и имеет величину порядка 0,001. Таким образом, величину уровня ограничения $d = 10$ мм можно считать оптимальной для данной электродной системы.



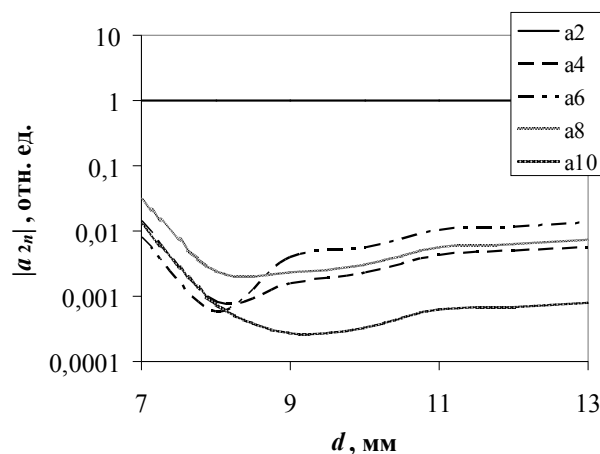
а



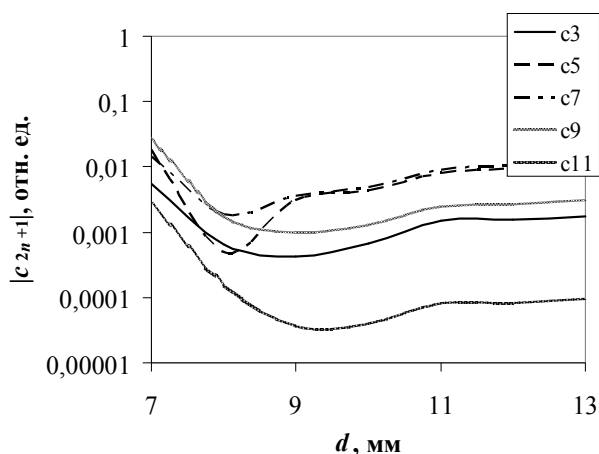
б

Рисунок 2 – Зависимости модуля весовых коэффициентов $|a_{2n}|$ и $|c_{2n+1}|$ от уровня d ограничения электродов для электродной системы I

Аналогичные зависимости модуля коэффициентов a_{2n} и c_{2n+1} от уровня d ограничения гиперболической поверхности электродов для электродной системы II показаны на рисунке 3.



а



б

Рисунок 3 – Зависимости модуля весовых коэффициентов $|a_{2n}|$ и $|c_{2n+1}|$ от уровня d ограничения электродов для электродной системы II

В данном случае квадратичная составляющая a_2 распределения потенциала также не зависит от уровня ограничения электродов (рисунок 3, а). Составляющие высших порядков ($n > 2$) уменьшаются при увеличении d примерно одинаковым образом, достигая своих минимальных значений при $d = 8$ мм. Составляющая a_8 при данном значении d превалирует над остальными и имеет величину (по модулю) порядка 0,002. Таким образом, величину уровня ограничения $d = 8$ мм можно считать оптимальной для электродной системы II.

Заключение. Полученные результаты расчета весовых коэффициентов составляющих высших порядков в распределении потенциала в монополярном масс-анализаторе при различных

значениях уровня ограничения гиперболических поверхностей электродов позволяет сделать следующие выводы:

- длину ряда (1) распределения потенциала можно ограничить пятью членами, что обеспечивает относительную погрешность аппроксимации 0,001 % для электродной системы с V-образным уголковым электродом и 0,015 % для электродной системы с гиперболическим уголковым электродом;
- величина квадратичной составляющей a_2 близка к единице для обеих электродных систем;
- оптимальный уровень ограничения гиперболических поверхностей составляет 10 мм для электродной системы с V-образным уголковым электродом и 8 мм для электродной системы с гиперболическим уголковым электродом.

Библиографический список

1. Шеретов Э.П. Гиперболические масс-спектрометры // Измерения, контроль, автоматизация. 1980. № 11, 12. С. 29-43.
2. F. von Busch, W. Paul. Über nichtlineare Resonanzen in Elektrische Massenfilter als Folge von Feldfehlern // Z. für Physik. 1961. № 164. S. 588–594.
3. Брэббия К. и др. Методы граничных элементов / пер. с англ. К. Брэббия, Ж. Теллес, Л. Вроубел. – М.: Мир, 1987. – 524 с.
4. Трубицын А.А. Средства и методы высокоинформативного энерго- и масс-анализа вещества: Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук / РГРТУ. – Рязань, 2007. – 262 с.
5. Вербжицкий В.М. Основы численных методов: учебник. – М.: Высш. шк., 2002. – 840 с.
6. Гуров В.С., Колотилин Б.И., Дубков М.В., Буробин М.А. Монополярный масс-анализатор с тонкостенными гиперболическими электродами // Вестник РГРТУ. – № 1 (выпуск 31). – Рязань, 2010. – С. 58–60.

УДК 621.384.8

В.В. Солдатов

МЕХАНИЗМ ЭРОЗИИ КАТОДА ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЗНАКОСИНТЕЗИРУЮЩИХ ИНДИКАТОРОВ (ГЗСИ)

Проведен теоретический анализ механизма эрозии катода газоразрядных знаковосинтезирующих индикаторов (ГЗСИ) при различных режимах эксплуатации. Цель исследования – прогнозирование коэффициента распыления катода ГЗСИ. Разработана математическая модель и показаны методы прогнозирования коэффициента распыления ГЗСИ с требуемой погрешностью измерения. Результаты будут использованы при разработке новых типов ГЗСИ.

Ключевые слова: коэффициент распыления катода, импульсная, термическая теория распыления, предельные значения параметра.

Введение. Параметры газоразрядных знакосинтезирующих индикаторов (ГЗСИ) – яркость и долговечность – определяются условиями горения разряда в ячейках ГЗСИ. Под условиями горения понимают внешние условия (величина и длительность приложенного импульса напряжения, частота регенерации, плотность тока, скважность, время запаздывания возникновения разряда) и внутренние (характер и давление газовой смеси, материал электродов, чистота обработки поверхности). На изменение внутренних условий и, следовательно, яркости существенное влияние оказывает распыление (эрозия) электродов. Эрозия приводит к изменению поверхности электрода, газовой среды, происходят статистический разброс и отклонение таких характеристик, как напряжение возникновения разряда $U_{B.P.}$, напряжение поддержания разряда $U_{П.Р.}$, напряжение прекращения разряда, времени запаздывания разряда $\tau_{C.P.}$, яркости свечения ячейки $L_{яч}$.

Цель работы состоит в том, чтобы произвести теоретический анализ взаимодействия плазмы разряда с поверхностью электрода ГЗСИ, произвести оценку степени распыления (коэффициента распыления) катода на основе физических представлений воздействия разряда на поверхность электрода. В настоящее время существуют две гипотезы механизма распыления катода в тлеющем разряде: импульсная и термическая.

Теоретические исследования. Импульсный механизм основывается на передаче атомам мишени кинетической энергии, вносимой первичным бомбардирующим ионом. Первично смещенные атомы мишени могут передать импульс энергии другим атомам решетки, вызвав тем самым каскад столкновений. Согласно этой теории быстрая частица, двигаясь сквозь решетку, будет быстро терять свою энергию, передавая ее в результате столкновений соседним атомам. Температурные клинья принято разделять на тепловые клинья и клинья смещения в зависимости от того, насколько велика энергия первичного атома. Если энергия первичного атома мала и он не может существенно повредить решетку, образуется тепловой клин. В противном случае возникает клин смещения. Чтобы атом покинул поверхность твердого тела, энергия, переданная атому, должна превышать энергию связи атома на поверхности. Величина энергии иона, при которой над поверхностью облучаемого

вещества появляются распыленные атомы этого вещества, называется пороговой энергией распыления – $E_{i\delta i}$. Для каждого вещества существует определенная величина пороговой энергии ионов $E_{i\delta i}$, начиная с которой возникает распыление вещества, обычно $E_{i\delta i} \approx 10 \div 50$ эВ [1]. При малой энергии (скорости) ионов происходит упругое рассеяние (взаимодействие) ионов. В этом случае происходит взаимодействие заряда электронных оболочек иона и атома, и столкновение можно рассматривать как столкновение твердых шаров с размерами, определяемыми радиусами электронных оболочек. Характеристический радиус экранирования:

$$a = a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}, \quad (1)$$

где $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см – радиус атома водорода (радиус Бора); Z_1, Z_2 – атомные номера сталкивающихся частиц. С увеличением энергии ионов глубина проникновения ионов в вещество возрастает, при этом вероятность выхода смещенных атомов на поверхность уменьшается. С ростом энергии ионов возрастает вероятность неупругих столкновений. Потеря энергии ионов в веществе в большей степени определяется электронным торможением, которое характеризуется коэффициентом C_e . Электронное торможение – это взаимодействие электронных оболочек иона и атома вещества, когда при взаимодействии происходит деформация электронных оболочек (рисунок 1).

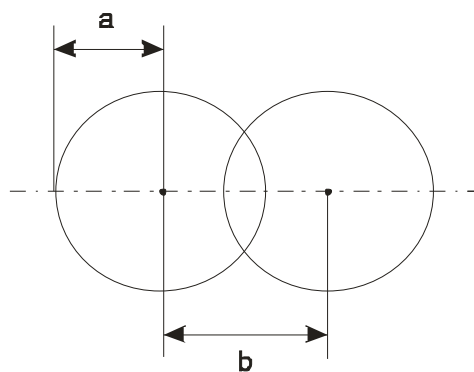


Рисунок 1 - Перекрывание электронных оболочек иона и атома при неупругом взаимодействии

Тип столкновений ионов с атомами вещества (упругий или неупругий) определяет тормозные характеристики процессов взаимодействия ион – мишень. Электронные оболочки иона и атома мишени в процессе столкновения заметно перекрываются. Процесс взаимодействия начинает существенно зависеть от характеристического

радиуса экранирования a и расстояния наибольшего сближения частиц при лобовом ударе b :

$$b = \frac{2Z_1Z_2(M_1 + M_2) \cdot q_e^2}{2\pi\epsilon\epsilon_0 M_1 M_2 V_i^2},$$

где M_1, M_2 - массы налетающей и ударяемой частиц; q_e - заряд электрона; V_i - скорость налетающей частицы. Ионное распыление происходит в основном в виде атомов. Распыляемые атомы могут испускаться в различных состояниях: нейтральном, возбужденном или заряженном (в виде ионов). Основной характеристикой ионного распыления является коэффициент распыления S - число распыленных атомов вещества мишени на один ион:

$$S = \frac{N_{ap}}{N_i}, \quad (2)$$

где N_{ap} - число распыленных атомов; N_i - число ионов, вызвавших это распыление. Число распыленных атомов в ионизированном состоянии характеризуется коэффициентом K_i :

$$K_i = \frac{N_{api}}{N_i}, \quad (3)$$

где N_i - число бомбардирующих ионов; N_{api} - число распыленных атомов в ионизированном состоянии. При бомбардировке вещества ионами с энергией до 50 кэВ осуществляется в основном ядерное торможение ионов. Ядерное торможение - это не взаимодействие ядер иона и атома, а кулоновское взаимодействие электрических полей двух зарядов (иона и атома) электронных облаков с характеристическим размером экранирования. Ядерное торможение наблюдается при относительно малых энергиях ионов и характеризуется коэффициентом C_j . При этом максимальная энергия, передаваемая атомам вещества от бомбардирующего иона, определяется выражением:

$$E_{\max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_i. \quad (4)$$

Если энергия, передаваемая от иона атому, больше энергии смещения E_{cm} , то в веществе образуется первично смещенный атом. В свою очередь, первично смещенные атомы могут сталкиваться с соседними атомами, и если их энергия больше E_{cm} , то они производят вторично смещенные атомы и т.д. В веществе возникают цепочки смещения. Этот процесс смещений длится до тех пор, пока энергия ударяющего

атома не уменьшится до уровня $E < E_{\tilde{n}}$. После $2\pi\epsilon\epsilon_0$ 3-х - 4-х столкновений смещенных атомов появляются атомы, траектории движения которых направлены к поверхности. Если при столкновении с поверхностным атомом последнему будет передана энергия $E > E_{\tilde{n}}$, то он распылится. Энергия иона, при которой над поверхностью вещества появляются распыленные атомы вещества, называется пороговой энергией $E_{пор}$. При $E_i = E_{i\tilde{\delta}}$:

$$E_{\max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_{i\tilde{\delta}} \geq E_{\tilde{n}}. \quad (5)$$

Отсюда:

$$E_{i\tilde{\delta}} = \frac{(M_1 + M_2)^2}{4M_1M_2} E_{\tilde{n}}. \quad (6)$$

Энергия иона передается атомам вещества через возбуждение и ионизацию последних. При высокой энергии ионов, когда $E_i > E_B$, взаимодействие сводится к кулоновскому отталкиванию ядер (резерфордовские столкновения). При этом скорость бомбардирующих ионов больше скорости орбитальных электронов атомов вещества. Средняя энергия, передаваемая смещенному атому:

$$\bar{E} = E_{cm} \ln \frac{E_{\max}}{E_{cm}}. \quad (7)$$

Так как тормозные способности веществ C_j и C_e зависят от энергии иона сложным образом [2] и проявляются одновременно и независимо друг от друга, то и зависимость коэффициента распыления S от энергии бомбардирующих ионов $S = f(E_i)$ является неоднозначной функцией, рисунок 2.

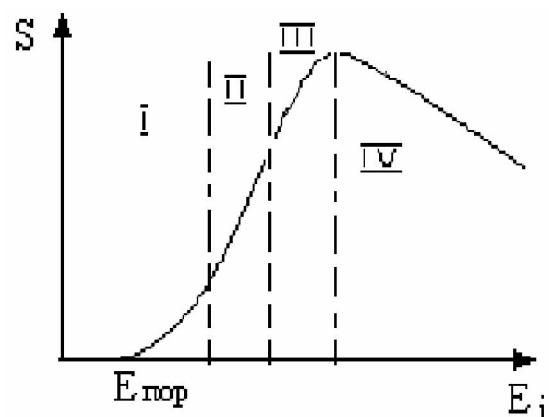


Рисунок 2 - Полная зависимость коэффициента распыления от энергии бомбардирующих ионов

По характеру изменения функции $S = f(E_i)$ ее можно разбить на четыре участка (I-IV). На участке I точка $E_i = E_{\text{нор}}$ соответствует энергии падающего иона, при которой над поверхностью вещества появляются распыленные атомы. Значения пороговой энергии для различных веществ находятся в пределах 10 – 30 эВ [2].

Обычно $E_{\text{см}}$ оценивают по энергии сублимации вещества $E_{\text{суб}}$. (Сублимация – процесс прямого перехода вещества из твердого в газообразное состояние, минуя жидкую фазу.) Теплота сублимации равна сумме теплоты плавления и парообразования. Энергия сублимации характеризуется энергией связи атома в веществе $E_{\text{св}}$. Считается, что чтобы удалить атом из вещества, необходима средняя энергия, превышающая $4E_{\text{св}}$ [2], т.е. $E_{\text{см}} \geq 4E_{\text{св}} = 4E_{\text{суб}}$.

Тогда выражение для пороговой энергии иона имеет вид:

$$E_{\text{нор}} = \frac{(M_1 + M_2)^2}{M_1 M_2} E_{\text{суб}} \quad (8)$$

Для примера приведем таблицу, характеризующую связь $E_{\text{нор}}$ и $E_{\text{суб}}$ [2]. Значения пороговых энергий материалов мишени приведены для ионов Ag ($M = 39,548$).

Анализ пороговых эффектов, возникающих при передаче импульса в первых столкновениях бомбардирующего иона с атомами мишени [1], приводит к выводу, что коэффициент распыления в околопороговой области изменяется как квадрат кинетической энергии иона, т.е. S пропорционально E_i .

	M_2 а.е.м.	$E_{\text{суб}}$ эВ	$E_{\text{нор}}$, эВ	
			Расчет	Эксперимент
Si	28	3,91	16,1	15
Cr	52	3,68	15	22
W	183	8,76	59,5	33
Au	197	3,92	28	20
Ag	107,9	2,8	14,2	15

С ростом энергии ионов (участок II) вероятность столкновения вблизи поверхности обратно пропорциональна средней длине свободного пробега иона в металле $\lambda_i(E_i)$, а энергия, переданная атому при ударе, пропорциональна энер-

гии $E_{\text{макс}}$, следовательно:

$$S \approx \frac{1}{\lambda(E)} \cdot E_{\text{макс}} = \frac{K}{\lambda(E)} \cdot \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot E_i,$$

где K – экспериментальная константа.

$$\lambda(E) = \frac{1}{\pi R^2 N_0},$$

где R – расстояние наибольшего сближения атома и иона; N_0 – число атомов в единице объема мишени.

Так как при малых E_i (в основном упругие взаимодействия – ядерное торможение) $\lambda(E_i)$ и $\sigma_a = \pi R^2$ величины практически постоянные, то S пропорционально E_i [участок II кривой $S = f(E_i)$].

С последующим возрастанием энергии ионов все больше сказывается процесс электронного торможения. При этом энергия передается через возбуждение и ионизацию электронов оболочек атома. Доля средней энергии, передаваемой ионом смещенному атому, несколько снижается.

$$\bar{E} = E_{\text{см}} \frac{E_B}{E_i} \ln \left(1 + \frac{4E_i^2}{E_A^2} \right) \quad (9)$$

Величина E_i входит под знак логарифма (увеличение ослаблено действием логарифма), а кроме того, E_i входит как $\frac{1}{E_i}$, что еще более

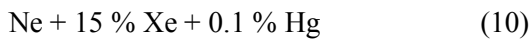
ослабляет влияние энергии иона. В результате общее действие E_i на S определяется как $S \sim \sqrt{E_i}$ [участок III кривой $S = f(E_i)$]. Кроме того, с ростом энергии ионов E_i глубина проникновения возрастает, а вероятность выхода цепочек смещения на поверхность уменьшается. Скорость роста S с увеличением энергии ионов снижается. При больших энергиях, когда скорость ионов сравнима со скоростью внешних электронов оболочки атома вещества (резерфордский тип столкновений), сечение рассеяния имеет обратно пропорциональную зависимость от энергии иона E_i ,

$$\sigma = W \cdot \frac{\pi a_0^2}{E_{\text{см}} E_i}; \quad (W - \text{const}).$$

Уменьшение сечения рассеяния ведет к снижению числа столкновений, т.е. к уменьшению числа смещений атомов в приповерх-

ностных слоях мишени (хотя энергия, передаваемая при столкновениях, значительна). Глубина проникновения ионов в вещество в области энергий IV еще более возрастает, а при этом вероятность выхода смещенных атомов на поверхность уменьшается, поэтому рост S не только замедляется, но после максимума уменьшается. На этом участке $S \sim \frac{1}{\sqrt{E_i}}$ [участок IV кривой $S = f(E_i)$].

В случае с ГЗСИ плотности тока невелики, энергия ионов не превышает энергии, эквивалентной энергии потенциала горения разряда в ГЗСИ. С такой энергией (порядка десятков – сотен вольт) ионы попадают на катод, что сопровождается эрозионным процессом распыления катода. На рисунке 2 эти значения E_i соответствует I-у и началу II участка. Из литературы [1,3,4,5] известно, что коэффициент распыления $S \approx 0.1$ % для Al_2O_3 (он покрывает титановый Ti катод) при $E_i = 10 \div 100$ эВ, газовой смеси:



при давлении $P = 130$ ГПа. Исходя из этого, пренебрегаем ионами, распыленными в результате импульсного механизма передачи атомам мишени кинетической энергии, вносимой первичным бомбардирующим ионом. Физический механизм эрозии находит свое объяснение в **термической гипотезе**: падающий на катод ион возбуждает локально высокотемпературное поле, при котором выход атомов происходит в результате поверхностного испарения. Локальность предполагает испарение с поверхности как отдельных атомов, так и целых атомных соединений - кластеров. Термическая гипотеза заключается в том, что совместное действие падающих на катод в данный момент ионов не сопровождается образованием общего температурного поля, а сводится к возбуждению отдельными ионами остро локализованных и разрозненных высокотемпературных полей. Такая температурная ситуация складывается на катоде в связи с малой плотностью тока ионов на катоде ГЗСИ, где $j \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ А/см² ионов на катоде ГЗСИ. При увеличении плотности тока ГЗСИ начинает работать в форсированном режиме. Локальные высокотемпературные поля отдельных ионов перекрывают друг друга, что приводит к интенсивному испарению с более обширного участка, создавая участок с высокой плотностью пара материала катода, вызывая возникновение катодного пятна микродуги. Локальное высокотемпературное поле, возбуж-

даемое падающим ионом на катод с энергией U_0 , описывается распределением температуры:

$$T(r, t) = \frac{kU_1}{t^{\frac{3}{2}}} \cdot e^{-\left[\frac{r^2}{4a^2t}\right]}, \quad (11)$$

где $a^2 = \frac{\lambda}{c_v}$; λ - теплопроводность катода;

c_v - теплоемкость единицы объема катода; U_1 - энергия иона, переданная решетке материала катода. Выполненный анализ позволил определить полное число атомов, распыленных одним ионом, т.е. коэффициент распыления N_a . Предполагаем, что распыление подчиняется закону Максвелла:

$$f_1(V) = \frac{1}{(2\pi mKT)^{\frac{1}{2}}} \cdot e^{-\frac{mV^2}{2KT}}. \quad (12)$$

Тогда распределение распыленных частиц по составляющей импульса, нормальной к распыляемой поверхности, определяется формулой:

$$f_2(P) = \frac{1}{(2\pi mKT)^{\frac{1}{2}}} \cdot e^{-\frac{P^2}{2mKT}}. \quad (13)$$

Возьмем френкелевский механизм испарения частиц, в соответствии с которым вероятность испарения частиц определяется [7] формулой:

$$\beta = \nu \cdot e^{-\frac{\varepsilon w}{KT}}, \quad (14)$$

где w – потенциальный барьер испарения; ν - частота связи атома на поверхности ($\nu \neq f(T)$). Тогда, если N' - число атомов на единице площади распыляемого вещества, то число атомов, испаряющихся с единицы

поверхности, равно $\nu N' \cdot e^{-\frac{w}{KT}}$. Распределение испаренных частиц по составляющей импульса, нормальной к поверхности испарения, определяется формулой:

$$f_3(P) = \frac{\nu N'}{(2\pi mKT)^{\frac{1}{2}}} \cdot \exp\left[-\left(\frac{P^2}{2mKT} + \frac{w}{KT}\right)\right]. \quad (15)$$

Обозначим $\alpha = \left(\frac{P^2}{2mKT} + \frac{w}{KT}\right)$, $\beta = \frac{\nu N'}{(2\pi mKT)^{\frac{1}{2}}}$,

тогда:

$$f_4(P) = \frac{\beta}{\sqrt{T}} \cdot e^{-\frac{\alpha(P)}{T}}. \quad (16)$$

Подсчитаем число атомов, вылетевших под влиянием одного иона со всей поверхности распыляемого тела за неограниченно большое время и имеющих нормальную составляющую импульса между p и $p+dp$, оно определяется:

$$f_5(P) = \int_0^\infty \int_0^\infty 2\pi r \cdot f_4(P, T) dr dt, \quad (17)$$

где $2\pi r dr$ - элемент поверхности испарения. Используя формулу (16) для выражения $f_4(P)$ и формулу (11) для формулы $T(r, t)$, получаем для функции распределения испаренных атомов по импульсам выражение:

$$f_6(P) = \frac{5 \cdot U_1^{\frac{4}{3}}}{3 \cdot 4^{\frac{4}{3}} \cdot \pi} \cdot \Gamma\left(\frac{5}{6}\right) \cdot \frac{(mK)^{\frac{4}{3}} \cdot v \cdot N'}{a^2 \cdot c^{\frac{4}{3}}} \cdot \frac{1}{(P^2 + 2mw)^{\frac{11}{6}}}. \quad (18)$$

Интегрируя выражение (18) по всему диапазону импульсов, нормальных к поверхности испарения, получаем полное число атомов, распыленных одним ионом, т.е. коэффициент распыления N_a :

$$N_a = \frac{N}{N_i} = \int_0^\infty \frac{5 \cdot U_1^{\frac{4}{3}}}{3 \cdot 4^{\frac{4}{3}} \cdot \pi} \cdot \Gamma\left(\frac{5}{6}\right) \cdot \frac{(mK)^{\frac{4}{3}} \cdot v \cdot N'}{a^2 \cdot c^{\frac{4}{3}}} \cdot \frac{dP}{(P^2 + 2mw)^{\frac{11}{6}}},$$

$$N_a = \frac{1}{16\sqrt{\pi}} \cdot \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \cdot \left(\frac{k}{c}\right)^{\frac{4}{3}} \cdot \frac{vN'}{a^2} \cdot \left(-\frac{U_1}{w}\right)^{\frac{4}{3}}. \quad (19)$$

Для металлов и сплавов используемых в качестве катодов ГЗСИ (Ti, Al, Ni, Fe), теплофизические константы имеют следующие значения [153]:

$$\lambda = 0.166 \frac{\text{кал}}{\text{град} \cdot \text{см} \cdot \text{с}}; \quad v \cong 10^{13};$$

$$a^2 = \frac{1}{3.5} \frac{\text{см}^2}{\text{с}}; \quad N' \cong 10^{22}. \text{ Если } \frac{U_1}{w} \cong 100, \text{ т.е.,}$$

если энергия переданная катоду ударяющим ионом, в сто раз превышает энергию испарения, то $N_a=0.5$, что соответствует по порядку значениям коэффициента распыления, определяемым в результате многочисленных экспериментов [6,7,8,9].

Закключение. В результате теоретического анализа установлен механизм эрозии титанового Ti катода, покрытого окислом алюминия Al_2O_3 . Термическая гипотеза распыления материала катода положена в основу деградации электродов ГЗСИ при $E_i=10 \div 100$ эВ, газовой смеси Ne + 15 % Xe + 0.1 % Hg, при давлении

$P=130$ ГПа.

Вылетающие частицы – это преимущественно нейтральные атомы в основном состоянии; обычно лишь около 1 % числа вылетающих частиц составляют ионы. В энергетическом распределении распыленных частиц имеется максимум при энергии, лежащей между половиной и полным значением энергий связи (1-10) эВ.

При больших энергиях выходящих частиц число распыленных частиц чаще всего убывает пропорционально $1/E_2^2$.

Исходя из этого, можно пренебречь ионами и атомами, распыленными в результате импульсного механизма передачи атомам катода кинетической энергии, вносимой первичным бомбардирующим ионом. Предполагаемый механизм подтвержден практическими исследованиями в приведенных литературных источниках.

Библиографический список

1. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла/ пер. с англ. под ред. акад. Л. А. Арцимовича М.: Мир, 1967. 506 с.
2. Вендик О.Г., Горин Ю.Н., Попов В.Ф. Корпускулярно-фотонная технология. М.: Высшая школа, 1984. 240 с.
3. Милованова Р.Л. Исследование работы выхода поверхности металлов в инертных средах: дис. канд. техн. наук. М.: МИФИ, 1969.
4. Журавлев С.Н., Ивлишкин А.Н, Пожарский В.А. и др. Исследование многостолбового режима горения элементов отображения ГЗСИ с положительным столбом/ // Электронная техника. Сер.4, Электровакуумные и газоразрядные приборы: науч.-техн. сб./ЦНИИ "Электроника". 1989. Вып. 3(126). - С. 29-32.
5. Азаров А.А, Пикуленко В.С., Пожарский В.А. и др. Вольт-амперная характеристика слабоаномального тлеющего разряда/ //Электронная техника. Сер.4, Электровакуумные и газоразрядные приборы: науч. - техн. сб./ ЦНИИ "Электроника". 1985. Вып. 5(110). С. 57-59. 1985. Вып. 5(110). С. 57-59.
6. Доронин В.Г. Покрывайло А.Б. Сорокина Н.В. Расчет наработки до отказа газоразрядных индикаторов при различных режимах форсированных испытаний // Электронная техника. Сер.4. Электровакуумные и газоразрядные приборы.-1990.вып.4(131) С. 34-42.
7. Славинский М.П. Физико-химические свойства элементов, - М: Металлургиздат, 1952.
8. Ананьин В.С. и др. Некоторые физические процессы, происходящие при тренировке / Электронная техника. Сер. 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы: науч.-техн. сб. / ЦНИИ "Электроника". - 1974. - Выпуск 6. - С. 65-68.
9. Арефьев А.С. Распыление катодов газоразрядных знаков синтезирующих индикаторов // Электронная техника. Сер.4. Электровакуумные и газоразрядные приборы. 1992. Вып.2.