

**ЭЛЕКТРОНИКА**

УДК 621.387.322

**В.А. Коротченко, В.И. Соловьев, Ж.В. Солотенкова****ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ  
В ГЕРКОНЕ С УПРАВЛЯЮЩЕЙ КАТУШКОЙ  
ПРИ РАЗРЫВЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА**

*Представлена математическая модель процесса разрыва тока в цепи с активной нагрузкой герконом с управляющей катушкой. В модели численным способом решаются уравнения магнитной и электрической цепей с нелинейными элементами (кривая намагничивания пермаллоя и автоэлектронная эмиссия), а также уравнения движения контакт-детали под действием упругой, магнитной и электрической сил с временным шагом 0,1 мкс в диапазоне до 1 мс. Основные результаты моделирования (на примере прибора МКА-14108): объяснение волнообразного спада тока катушки после размыкания геркона, подтверждение повторных замыканий контактов за счет электрического притяжения, «затягивание» разряда индуктивности катушки при повторных замыканиях, подтверждение возможности эрозии контактов за счет большого (до 0,1 А) автоэлектронного тока. Результаты моделирования соответствуют эксперименту.*

**Ключевые слова:** размыкание магнитоуправляемых контактов, электрическое притяжение, автоэлектронная эмиссия, движение контакт-деталей.

**Введение.** Износ магнитоуправляемых контактов во многом определяется процессами, происходящими при разрыве электрического тока [1]. В этих условиях упругая сила, размыкающая контакты, лишь слегка превышает магнитную, и электрическое притяжение контактов способно повторно замыкать электроды. В ходе таких замыканий электрическая сила удерживает контакт-детали (КД) при очень малом зазоре (до 100 нм) в течение сравнительно длительного (десятки мкс) времени, что ведет к появлению большого автоэлектронного тока и соответствующему выделению энергии на аноде, которое может быть одной из причин эрозии электродов [2].

Энергия тем больше, чем дольше продолжают повторные замыкания. Поэтому при расчетах важно достоверно определять закон уменьшения магнитного поля в зазоре. В разработанной численной модели [2, 3] в качестве первого приближения полагалось, что ток управляющей катушки уменьшается после выключения питания по экспоненциальному закону с

постоянной времени её индуктивности. При этом не учитывались изменения магнитных свойств контакт-деталей и магнитного сопротивления зазора по мере расхождения электродов.

Целью настоящей работы является повышение достоверности результатов моделирования процесса размыкания герконов путем уточнения закономерности уменьшения магнитного поля в зазоре с течением времени.

**Физико-математическая основа численной модели магнитных процессов.** Целью моделирования являлось получение временных зависимостей параметров, характеризующих процесс уменьшения магнитного поля в зазоре геркона после выключения напряжения на управляющей катушке.

Ток катушки после выключения напряжения уменьшается в соответствии с соотношением:

$$-N_w \frac{d\Phi}{dt} = I_k R_k, \quad (1)$$

где  $N_w$  – число витков катушки;  $\Phi$  – магнитный

поток;  $I_k$  – ток катушки;  $R_k$  – электрическое сопротивление обмотки;  $t$  – время.

Магнитный поток связан с током катушки:

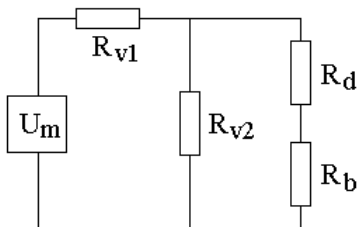
$$\Phi = N_w I_k / R_{ms}, \quad (2)$$

где  $R_{ms}$  – суммарное магнитное сопротивление.

Объединяя уравнения (2) и (3) и учитывая, что величина  $R_{ms}$  зависит от времени, получаем соотношение для определения тока катушки:

$$\frac{dI_k}{dt} = -I_k \frac{R_k R_{ms}}{N_w^2} + \frac{I_k}{R_{ms}} \frac{dR_{ms}}{dt}. \quad (3)$$

Для определения зависимости суммарного магнитного сопротивления  $R_{ms}$  от времени представим магнитную цепь управляющей катушки с герконом в виде, изображенном на рисунке 1. Цепь содержит источник магнитного напряжения  $U_m$  (МДС катушки  $I_k \cdot N_w$ ), магнитные сопротивления воздушной среды вне и внутри катушки  $R_{v1}$  и  $R_{v2}$ , сопротивление контакт-деталей внутри катушки  $R_d$  и сопротивление области зазора между контактами  $R_b$ . Приближенно полагается, что сопротивление контакт-деталей вне катушки входит в магнитное сопротивление  $R_{v1}$ .



**Рисунок 1 – Схема магнитной цепи геркона:**  $U_m$  – магнитное напряжение (МДС катушки);  $R_{v1}$  и  $R_{v2}$  – магнитные сопротивления воздуха снаружи и внутри катушки;  $R_d$  и  $R_b$  – магнитные сопротивления контакт-деталей внутри катушки и области зазора между контактами

В представленной схеме сопротивление  $R_d$  зависит от тока катушки в соответствии с кривой намагничивания пермаллоя (зависимостью индукции от напряженности поля). Поэтому значение  $R_d$  надо находить численным решением уравнения:

$$U_m - \Phi R_{ms} = 0. \quad (4)$$

Использовался следующий вариант решения. Для заданной величины напряженности  $H_m$  по кривой намагничивания находится индукция поля в контакт-деталях  $B_d$ , вычисляются зна-

чения магнитного потока  $\Phi_d = B_d S_{kd}$  ( $S_{kd}$  – площадь поперечного сечения контакт-детали) и падение магнитного напряжения на контакт-деталях  $U_{md} = H_m l_k$  ( $l_k$  – длина катушки). Далее определяются падение магнитного напряжения на сопротивлении зазора  $U_{mb} = \Phi_d R_b$  и на сумме сопротивлений деталей и зазора:  $U_{mdb} = U_{md} + U_{mb}$ . Находятся магнитный поток через сопротивление воздушной среды внутри катушки  $\Phi_{v2} = U_{mdb} / R_{v2}$  и суммарный поток катушки  $\Phi = \Phi_d + \Phi_{v2}$ . Вычисляется падение магнитного напряжения на сопротивлении воздушной среды снаружи катушки  $U_{mv1} = \Phi R_{v1}$ .

Заданная величина напряженности поля  $H_m$  варьируется до совпадения суммы  $(U_{mv1} + U_{mdb})$  с МДС катушки  $U_m$ , что соответствует уравнению (4). Вычисляются магнитное сопротивление цепи из элементов  $R_{v2}$ ,  $R_d$  и  $R_b$ , соединенных в соответствии со схемой на рисунке 1:  $R_{vdb} = U_{mdb} / \Phi$ , полное магнитное сопротивление  $R_{ms} = R_{v1} + R_{vdb}$  и индуктивность катушки  $L_k = N_w^2 / R_{ms}$ .

Сопротивление  $R_{v2}$  рассчитывалось по аналогичному соотношению:

$$R_{v2} = \frac{4l_k}{\mu_0 \pi D_k^2}, \quad (5)$$

где  $D_k$  – внутренний диаметр катушки, скорректированный с учетом толщины обмотки.

Магнитное сопротивление воздушной среды снаружи катушки определялось по экспериментальному значению тока отпускания с помощью соотношения [4]:

$$R_{v1} = \frac{I_0 N_w}{\sqrt{\mu_0 S_k C \delta_0}} - R_{vdb}, \quad (6)$$

где  $I_0$  – ток отпускания;  $C$  – жесткость контакт-детали;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная проницаемость вакуума;  $S_k$  – площадь перекрытия контактов (произведение перекрытия  $a$  на ширину  $b$ );  $\delta_0$  – межконтактный зазор при нулевом токе катушки. Формула (6) отражает равенство упругой и магнитной сил в момент размыкания контактов. Величина  $R_{vdb}$  определялась численным решением уравнения (4) при  $I_k = I_0$ .

Сопротивление области зазора приближенно (без учета краевых эффектов) определялось по

формуле:

$$R_b = \frac{2x + h_k}{\mu_0 S_k}, \quad (7)$$

где  $x$  – координата подвижного конца контактной детали относительно её замкнутого состояния;  $h_k$  – высота микровыступа, замыкающего контакты. Формула записана для герконов без контактных покрытий из немагнитного материала.

До момента размыкания контактов динамика магнитных процессов может быть определена совместным численным решением уравнений (4) и (5). При этом дифференциал  $dR_{ms}$  находится как разность значений  $R_{ms}$  на временном шаге расчета, а в соотношении (7) координата  $x = 0$ .

После размыкания контактов уравнения (3) и (4) необходимо решать совместно с соотношениями, определяющими движение приведенной массы контакт-детали под действием суммы упругой, магнитной и электрической сил [2,3]:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = m \frac{dv}{dt} = F_S = F_U - F_M - F_E, \quad (8)$$

где  $m$  – приведенная масса контакт-детали;  $v$  – скорость;  $F_S$  – суммарная сила, действующая на массу;  $F_U$ ,  $F_M$  и  $F_E$  – упругая, магнитная и электрическая составляющие силы.

$$F_U = C(\delta/2 - x) = b E_U (h/l)^3 (\delta/2 - x)/4, \quad (9)$$

где  $E_U$  – модуль упругости материала;  $b$ ,  $h$  и  $l$  – ширина, толщина и длина контакт-детали внутри геркона.

$$F_M = \Phi_d^2 / (2\mu_0 S_k), \quad (10)$$

$$F_E = 0,5[\varepsilon_0 (S_k - S_h) E_k^2 + \varepsilon_0 S_h E_h^2]; \quad (11)$$

$$E_k = U / (h_k + 2x), \quad E_h = U / (2x), \quad (12)$$

где  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м (диэлектрическая постоянная);  $S_h$  – площадь вершины микровыступа;  $E_k$  и  $E_h$  – значения напряженности электрического поля в зазоре и на вершине микровыступа;  $U$  – напряжение между КД.

$$C_s = C_0 + C_k = C_0 + \varepsilon_0 \frac{(S_k - S_h)}{h_k + 2x} + \varepsilon_0 \frac{S_h}{2x}, \quad (13)$$

где  $C_s$  – суммарная электрическая емкость между контактами;  $C_0$  и  $C_k$  – паразитная и межконтактная емкости.

Напряжение  $U$ , определяющее электрическую силу в соответствии с формулами (11) и (12), увеличивается с течением времени в

результате заряда емкости  $C_s$  током от источника питания:

$$I_{R0} = (U_0 - U) / R_0, \quad (14)$$

где  $I_{R0}$  и  $U_0$  – ток и напряжение источника питания;  $R_0$  – сопротивление нагрузки геркона.

Одновременно емкость разряжается автоэмиссионным током между КД, который определяется следующими соотношениями [5]:

$$I_E = A E_h^2 S_h \exp\left[-\frac{B \theta(y)}{E_h}\right];$$

$$A = 1,54 \cdot 10^{-6} / e\varphi; B = 6,83 \cdot 10^9 \sqrt{(e\varphi)^3}; \quad (15)$$

$$\theta(y) = 1 - y^{1,7}; \quad y = 3,79 \cdot 10^{-5} \sqrt{E_h} / e\varphi,$$

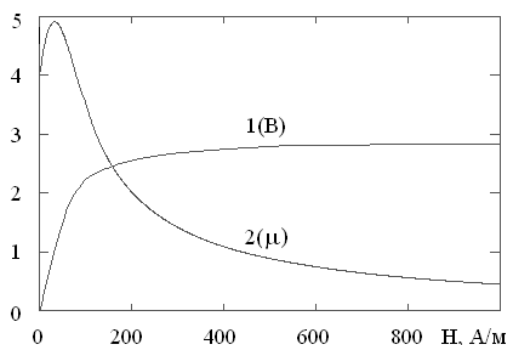
где  $I_E$  – ток автоэлектронной эмиссии в области микровыступа;  $y$  и  $\theta(y)$  – аргумент и функция Нордгейма;  $e\varphi$  – работа выхода автоэммиттера (все единицы в системе СИ,  $e\varphi$  – в эВ). Автоэлектронный ток между КД вне области микровыступа не учитывался, поскольку в соответствии с формулами (12)  $E_k \ll E_h$  при малых значениях координаты  $x$ .

На каждом временном шаге расчета координаты  $x$  значение напряжения подбиралось (с заданной точностью) из условия его равенства напряжению, до которого разность токов  $(I_{R0} - I_E)$  заряжает суммарную емкость  $C_s$ . При этом учитывалось, что напряжение может изменяться не только за счет электрических токов, но и в результате вариаций емкости конденсатора с ростом или уменьшением координаты  $x$  в соответствии с формулой (13).

В разработанной модели предусмотрен случай, когда при больших значениях электрической силы координата  $x$  становится отрицательной. Физически это означает повторное замыкание геркона. В модели предполагается частично упругое отражение контакт-деталей при столкновении. Приблизительно учитывается, что реальная масса КД распределена по её длине. В результате после столкновения детали изгибаются при неподвижных концах и расходятся только после полупериода таких упругих колебаний. Поэтому в модель введена задержка расхождения контактов  $\Delta t_0$ , в течение которой координата конца КД и её скорость равны нулю. После задержки модуль скорости уменьшался на (10 – 30) %, а её знак изменялся на противоположный. Динамика изгиба в модели не рассчитывалась. Приблизительно, с учетом экспериментальных данных полагалось  $\Delta t_0 = 10$  мкс.

**Результаты моделирования.** С помощью разработанной компьютерной модели в качестве примера исследовалась динамика магнитных процессов при разрыве электрического тока герконом МКА-14108 (без контактных покрытий) со стандартной управляющей катушкой. В расчеты в соответствии с принятыми обозначениями были заложены следующие значения параметров: приведенная масса КД  $m = 2 \cdot 10^{-6}$  кг; зазор между разомкнутыми КД  $\delta_0 = 3 \cdot 10^{-5}$  м; модуль упругости  $E_U = 1,4 \cdot 10^{11}$  Н/м; перекрытие  $a = 0,0005$  м; ширина  $b = 0,001$  м; толщина  $h = 0,0002$  м; длина КД внутри геркона  $l = 0,005$  м; высота микровыступа  $h_k = 10^{-6}$  м; площадь его вершины  $S_h = 2,5 \cdot 10^{-11}$  м<sup>2</sup>; ток отпускания геркона  $I_0 = 0,001$  А; число витков катушки  $N_w = 5000$ , её длина  $l_k = 1,3 \cdot 10^{-2}$  м, эффективный внутренний диаметр  $D_k = 8 \cdot 10^{-3}$  м; работа выхода автоэммиттера  $e\varphi = 4,5$  эВ; минимальное расстояние электрического разрыва контактов  $x_0 = 5 \cdot 10^{-10}$  м.

Параметры электрической цепи: напряжение источника  $U_0 = (10 - 100)$  В; сопротивление коммутируемой цепи  $R_0 = 1$  кОм; сопротивление цепи разряда катушки  $R_k = 1,07$  кОм; начальный ток катушки 5 мА; паразитная межконтактная емкость  $C_0 = 50$  пФ. Кривая намагничивания пермаллоя 50Н и значения относительной магнитной проницаемости для частоты 1 кГц представлены на рисунке 2 [6].

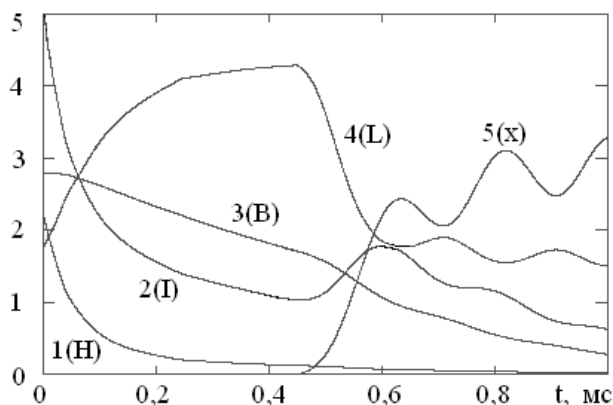


**Рисунок 2 – Зависимости индукции магнитного поля (1) и относительной магнитной проницаемости (2) от напряженности поля. Цена делений по оси ординат: 1 – 0,5 Тл; 2 – 2500**

До напряженности поля 600 А/м кривая 1 аппроксимировалась двумя полиномами четвертой степени, а далее – линейной зависимостью.

Результаты моделирования представлены на рисунках 3 – 8. Из рисунка 3 следует, что ток катушки (кривая 2) после выключения питания при коммутируемом напряжении 10 В умень-

шается от 5 мА до тока отпускания (1 мА) приблизительно через 450 мкс.



**Рисунок 3 – Зависимости напряженности магнитного поля (1), тока катушки (2), магнитной индукции (3), индуктивности катушки (4) и координаты конца контакт-детали (5) от времени после выключения напряжения на управляющей катушке. Цена делений по оси ординат: 1 – 500 А/м; 2 – 1 мА; 3 – 0,5 Тл; 4 – 0,2 Гн; 5 – 5 мкм**

После этого ток увеличивается примерно в 2 раза и далее снижается с небольшими колебаниями, что связано с колебательным движением контакт-деталей (кривая 5) и соответствующим изменением магнитного сопротивления межконтактного зазора. Напряженность и индукция магнитного поля в КД, несмотря на временное увеличение тока катушки, непрерывно снижаются за 1 мс приблизительно от 1000 А/м и 1,4 Тл до 10 А/м и 0,2 Тл (кривые 1 и 3).

Рост магнитной проницаемости с уменьшением тока приводит к увеличению индуктивности катушки от примерно 0,4 Гн до 0,8 Гн, после чего индуктивность уменьшается до 0,3 Гн (кривая 4) с колебаниями скорости спада в соответствии с изменениями межконтактного зазора и его магнитного сопротивления.

Зависимости магнитных сопротивлений элементов цепи от времени представлены на рисунке 4. В начальный момент суммарное сопротивление  $R_{ms}$  велико ( $\sim 7 \cdot 10^7$  Гн<sup>-1</sup>) и приблизительно равно сопротивлению контакт-деталей  $R_d$ . К моменту размыкания контактов величина  $R_d$  за счет выхода пермаллоя из насыщенного состояния на порядок уменьшается (кривая 2), а значение  $R_{ms}$  снижается лишь в 2 раза (кривая 3), поскольку проявляется сопротивление воздушной среды снаружи катушки  $R_{v1}$  ( $\sim 2 \cdot 10^7$  Гн<sup>-1</sup> – прямая 5). После размыкания контактов зазор между ними увеличивается (кривая 4) и значительно (до  $\sim 8 \cdot 10^7$  Гн<sup>-1</sup>) растет его магнитное сопротивление  $R_b$  (кривая 1).

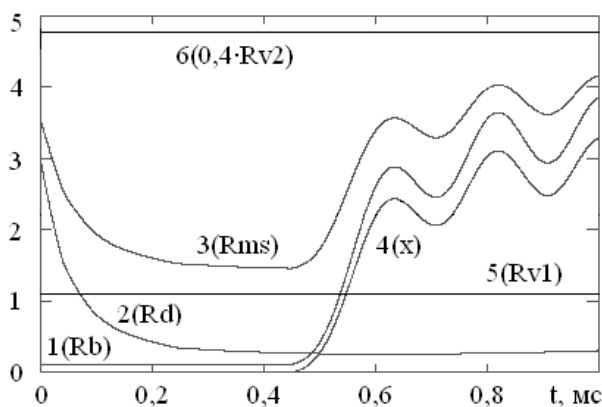


Рисунок 4 – Зависимости магнитного сопротивления зазора (1), контакт-деталей (2), суммарного магнитного сопротивления (3), координаты конца контакт-детали (4), магнитных сопротивлений воздушной среды вне катушки (5) и внутри неё (6) от времени. Цена делений по оси ординат: для сопротивлений –  $2 \cdot 10^7 \text{ Гн}^{-1}$ ; для координаты – 5 мкм

Магнитное сопротивление воздушной среды внутри катушки велико ( $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ Гн}^{-1}$  – прямая 6) и заметно проявляется лишь на начальном и конечном отрезках времени.

Возникновение колебательного процесса при расхождении контакт-деталей определяется характером изменения действующей на них суммарной силы, периодически изменяющей знак с частотой около 5 кГц (кривая 2 на рисунке 5).

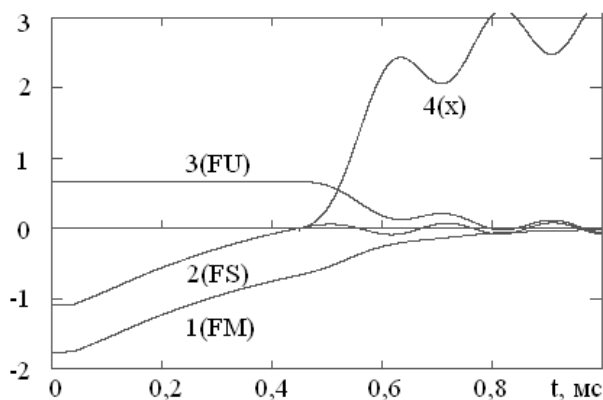


Рисунок 5 – Зависимости магнитной силы (1), суммарной силы (2), упругой силы (3) и координаты контакт-детали (4) от времени после выключения напряжения. Цена делений по оси ординат: для сил – 50 мН; для координаты – 5 мкм

Знак силы изменяется из-за разницы скоростей спада её магнитной и упругой составляющих (кривые 1 и 3), последняя из которых, к тому же, снижается с колебаниями, соответствующими движению контакт-деталей (кривая 4).

Представленные результаты моделирования получены для малого (10 В) коммутируемого напряжения, при котором электрическая сос-

тавляющая силы практически не проявляется. Ситуация существенно изменяется в случае более высокого (100 В) напряжения (рисунок 6).

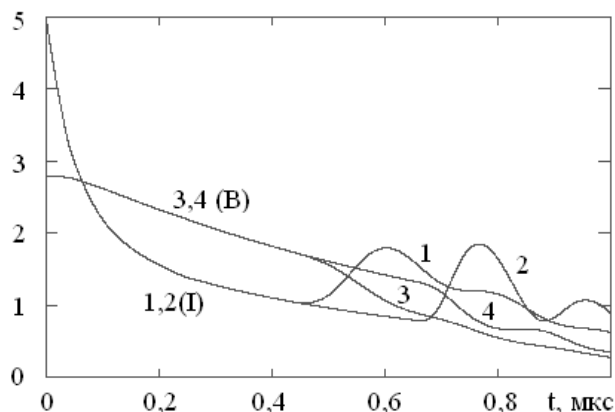


Рисунок 6 – Зависимости тока катушки при коммутируемом напряжении 10 В (1) и 100 В (2) и магнитной индукции при напряжении 10 В (3) и 100 В (4) от времени после выключения питания катушки. Цена делений: 1 мА и 0,5 Тл

При увеличении напряжения участок роста тока катушки после размыкания контактов существенно (на  $\sim 0,2 \text{ мс}$ ) сдвигается по времени (кривая 2 правее кривой 1). Аналогичным образом сдвигается зависимость индукции магнитного поля от времени (кривая 4 правее кривой 3), которая определяет магнитную силу. Причиной увеличения времени спада тока до размыкания контактов является возникновение повторных замыканий под действием электрической составляющей суммарной силы (рисунок 7).

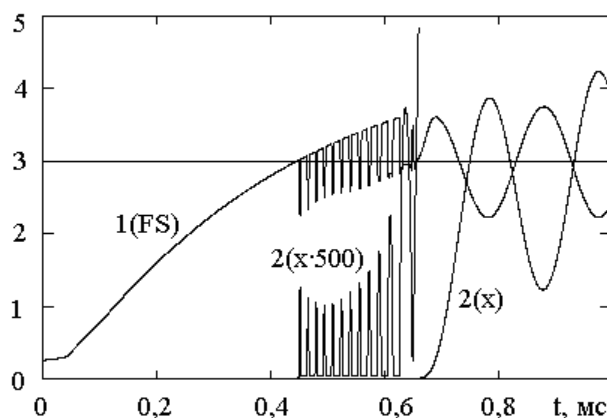


Рисунок 7 – Зависимости суммарной силы (1) и координаты контакт-детали (2) от времени при коммутируемом напряжении 100 В. Цена делений: 20 мН (1) и 5 мкм (2). Линия 3 – ноль для кривой 1

На зависимости силы от времени (кривая 1) в диапазоне 0,45 – 0,65 мс наблюдается серия резких переходов от положительных к отрицательным значениям, связанных с проявлением электрического притяжения контактов и приводящих к уменьшению координаты контакт-детали до условно нулевой величины  $x_0 = 5 \cdot 10^{-10}$

м (кривая 2 с увеличением масштаба в 500 раз). Характерные максимальные значения координаты в указанном диапазоне очень малы (10 – 50) нм. Поэтому магнитное сопротивление межконтактного зазора практически не увеличивается и более крутой спад магнитной индукции (кривая 4 на рисунке 6) происходит лишь после того, как значения координаты переходят в микронный диапазон (кривая 2 для времени свыше 0,65 мс). Соответственно увеличивается и ток катушки (кривая 2 на рисунке 6).

Зависимости координаты контакт-детали, напряжения на герконе и тока автоэлектронной эмиссии от времени для участка между размыканием и повторным замыканием контактов представлены на рисунке 8. Координата увеличивается от нуля до ~15 нм и вновь уменьшается до нулевого значения. Физически это означает, что приведенная масса детали (обладающая начальной скоростью) ускоряется упругой силой, а затем тормозится и возвращается в исходное состояние электрической силой.

Напряжение вначале увеличивается до 100 В за счет заряда межконтактной емкости током от источника питания, превышающим ток автоэлектронной эмиссии. Далее напряжение стабилизируется из-за прекращения токов и вновь снижается в результате разряда емкости автоэлектронным током, превышающим при малых значениях зазора ток от источника питания.

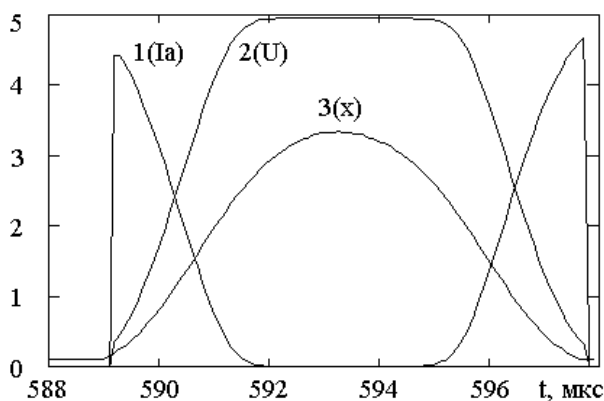


Рисунок 8 – Зависимости автоэлектронного тока (1), напряжения на герконе (2) и координаты контакт-детали (3) от времени для участка между размыканием и повторным замыканием контактов. Цена делений: 20 мА (1), 20 В (2) и 5 нм

Из рисунка 8 следует, что на фронтах импульса напряжения наблюдается большой (около 0,1 А) ток автоэлектронной эмиссии, что ведет к разогреву анода. Для оценки интенсивности процесса в разработанной модели определялась энергия  $W$ , выделяющаяся на аноде в течение серии повторных замыканий. В исследуемом случае  $W = 108$  мкДж, что

достаточно для испарения материала, содержащегося в полусфере со сравнительно большим (до 10 мкм) радиусом. Поэтому выделение энергии на аноде за счет автоэлектронного тока является одной из вероятных причин эрозии контактов

**Экспериментальная часть.** Целью экспериментов являлась оценка достоверности результатов компьютерного моделирования магнитных процессов при размыкании тока герконом с управляющей катушкой. Оценка осуществлялась осциллографированием напряжения на герконе и тока катушки после выключения подаваемого на неё напряжения.

Электрическая схема экспериментального устройства представлена на рисунке 9. Геркон V (МКА-14108), размещенный в стандартной управляющей катушке L (число витков 5000, сопротивление 870 Ом), соединялся с источником постоянного напряжения БП ( $U_0$ ) через сопротивление R (5,6 кОм). На катушку от генератора импульсов ГИ (Г5-63) с выходным сопротивлением 200 Ом подавались одиночные прямоугольные импульсы напряжения. Изменения напряжения на герконе и тока катушки наблюдались с помощью цифрового двухканального осциллографа АСК-3104 (полоса пропускания 100 МГц). Напряжение на вход осциллографа подавалось через делитель 1:10 ( $C_{ex} = 15$  пФ,  $R_{ex} = 10$  МОм). Для измерения тока в цепь катушки включался резистор 50 Ом, согласованный с сопротивлением кабеля осциллографа.

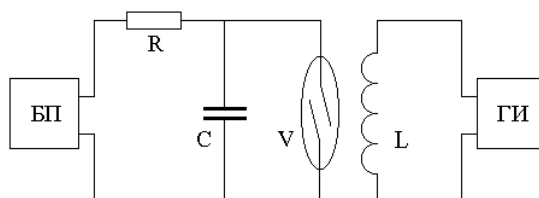
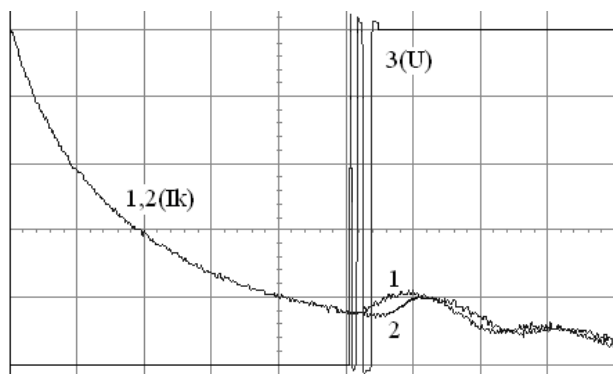


Рисунок 9 – Схема измерений: БП – источник коммутлируемого напряжения, R – резистор, C – паразитная емкость, V – геркон, L – управляющая катушка, ГИ – генератор импульсов

Длительность импульса напряжения на катушке (около 0,3 мс) подбиралась такой, чтобы после замыкания контактов (через 0,2 мс от переднего фронта при токе 3,7 мА) ток катушки достигал величины 5 мА, использованной в расчетах. Результаты эксперимента представлены на рисунке 10.

Осциллограммы тока катушки получены для коммутлируемого напряжения 10 В и 100 В (кривые 1 и 2). Осциллограммы напряжения показали, что контакты размыкаются через 0,5 мс после начала спада тока катушки, что

удовлетворительно совпадает с величиной 0,45 мс, полученной расчетным путем (рисунок 3). Подтверждением достоверности результатов моделирования (рисунок 6) являются наблюдаемый на осциллограммах рост тока катушки после замыкания контактов, колебания тока при дальнейшем уменьшении с частотой около 5 кГц и смещение участка роста тока в сторону больших значений времени при увеличении напряжения.



**Рисунок 10** – Осциллограммы тока катушки при двух значениях коммутируемого напряжения (1 – 10 В; 2 – 100 В) и напряжения на герконе (3). Цена делений: 1 мА (1,2), 20 В (3) и 100 мкс

Осциллограмма напряжения (кривая 3 на рисунке 10) подтверждает возникновение повторных замыканий при коммутируемом напряжении 100 В (при напряжении 10 В замыкания не наблюдались). Контакты дважды замкнулись в течение ~ 40 мкс после первого размыкания, и на такой интервал сдвинулся участок роста тока катушки (кривая 2 в сравнении с кривой 1). По результатам моделирования число повторных замыканий приблизительно в 5 раз больше (рисунок 7) и соответственно больше сдвиг участков роста тока катушки (рисунок 6).

Более малое число повторных замыканий в эксперименте может быть связано с реальной непараллельностью контактирующих поверхностей, которая приводит к уменьшению электрического притяжения при малых значениях зазора. Такая возможность подтверждается тем, что при увеличении высоты микровыступа  $h_k$  в соотношениях (12) и (13) до 2 мкм число повторных замыканий в модели уменьшается с 11 до 3.

**Основные результаты.** Разработана математическая модель процесса размыкания магнитоуправляемых контактов при разрыве электрического тока в схеме с активной нагрузкой, позволяющая проследивать динамику изменения основных параметров магнитной и электрической цепей, а также движения контактных деталей с временным шагом 100 нс в диапазоне

до 1 мс. В модели учитываются упругая и магнитные силы, электрическое притяжение контактов, кривая намагничивания пермаллоя, автоэлектронная эмиссия, наличие микровыступов на контактирующих поверхностях, изменения межконтактной емкости при вариациях зазора и возможность частично упругого отражения контакт-деталей после соударения. С помощью модели для геркона МКА-14108 установлены следующие закономерности.

- Ток катушки при коммутируемом напряжении 10 В уменьшается от 5 мА до тока отпускания (1 мА) приблизительно через 0,45 мс, далее он увеличивается, а затем снижается с небольшими колебаниями. Напряженность и индукция магнитного поля в КД, несмотря на временное увеличение тока катушки, снижаются непрерывно от ~1000 А/м и 1,4 Тл до 10 А/м и 0,2 Тл (через 1 мс). Индуктивность катушки изменяется в пределах (0,3 – 0,8) Гн, магнитное сопротивление контакт-деталей – в диапазоне  $(6 - 0,6) \cdot 10^7$  Гн<sup>-1</sup>, зазора –  $(0,4 - 7,6) \cdot 10^7$  Гн<sup>-1</sup>, суммарное сопротивление –  $(3 - 8,4) \cdot 10^7$  Гн<sup>-1</sup>.

- На начальном этапе расхождения контактов сумма упругой и магнитной сил изменяет знак с частотой около 5 кГц, что является причиной волнообразного характера увеличения зазора и уменьшения тока катушки.

- При повышенном (до 100 В) коммутируемом напряжении электрическое притяжение контактов приводит к возникновению серии повторных замыканий геркона (около 10 за 0,2 мс), в ходе которой удерживается очень малый (до 100 нм) зазор, в результате чего участок увеличения тока катушки сдвигается в сторону больших значений времени.

- При повторных замыканиях на фронтах импульсов напряжения на герконе возникает большой (до 0,1 А) ток автоэлектронной эмиссии и на аноде выделяется значительная (~ 100 мкДж) энергия, достаточная для испарения материала из полусферы с радиусом ~ 10 мкм, что свидетельствует о возможности такого механизма эрозии контактов.

Достоверность результатов моделирования подтверждена экспериментальными осциллограммами напряжения и тока катушки для геркона МКА-14108. В экспериментах зарегистрированы возникновение повторных замыканий и сдвиг участка роста тока катушки в сторону больших значений времени при увеличении коммутируемого напряжения.

#### **Библиографический список**

1. Карabanов С.М., Майзельс Р.М., Шоффа В.Н. Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе: монография / под ред. д.т.н.,



профессора В.Н. Шоффы. – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2011. – 408 с.

2. Коротченко В.А., Соловьев В.И., Солотенкова Ж.В. Динамика размыкания магнитоуправляемых контактов при разрыве электрического тока // Вестник РГРТУ. – Рязань, 2011. – Вып. 36. – С. 61 – 67.

3. Коротченко В.А., Соловьев В.И., Соколовский Э.И., Солотенкова Ж.В. Численная самосогласованная модель процесса размыкания герконов при разрыве тока в цепи с активной нагрузкой // Сборник трудов 3-й международной научно-практической конференции «Магнитоуправляемые контакты (гер-

коны) и изделия на их основе», 27-30 сентября 2011 г. / под ред. д.т.н. С.М. Карабанова. – Рязань: ОАО «РЗМКП», 2011. – С. 206 – 215.

4. Коротченко В.А., Прадед В.В., Солотенкова Ж.В. Исследование тяговой и механической характеристик магнитоуправляемых контактов // Электроника: межвузовский сборник. – Рязань: РГРТУ, 2011. – С. 42 – 47.

5. Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия. – М.: Физматгиз, 1958. – 272 с.

6. ГОСТ 10160-75. Сплавы прецизионные магнитомягкие. Технические условия.

УДК 621.3.032

**О.Н. Крютченко, А.Ф. Маннанов**

## **ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА ПО ПОВЕРХНОСТИ ХОЛОДНЫХ КАТОДОВ ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫХ ЛАЗЕРОВ**

*Теоретически обоснована и экспериментально реализована модель одиночной сквозной поры окисного покрытия. Выявлена стартовая причина деградации поверхности холодных катодов гелий-неоновых лазеров, обусловленная избирательной фокусировкой ионной составляющей тока разряда сквозными порами оксидного покрытия.*

**Ключевые слова:** оксидное покрытие, холодный катод, гелий-неоновый лазер, распределение электрического поля.

**Введение.** Гелий-неоновые лазеры находят разнообразное применение в науке и технике. Использование холодных катодов (алюминий и сплавы на его основе) существенно упрощает конструкцию, увеличивает экономичность и механическую прочность приборов, уменьшает время их подготовки к работе.

В условиях разряда происходит разрушение поверхности катода, которое сопровождается изменением состава газового наполнения приборов и прогрессирующим спадом мощности лазерного излучения.

Долговременная стабильность параметров лазеров обеспечивается формированием на поверхности катодов тонкопленочного (10 – 50 нм) оксидного покрытия. Электрофизические свойства образованной структуры во многом определяют механизмы прохождения тока через поверхность катода и ее устойчивость в газовом разряде [1,2].

Существенно ограничивает долговечность лазеров дефектность оксидного покрытия. В работах [3,4] показано, что долговечность гелий-неоновых лазеров уменьшается при росте суммарной пористости покрытий. При этом в процессе эксплуатации приборов наблюдается увеличение размеров сквозных

пор и их количества. Применение известных технологических приемов формирования оксидных покрытий не позволяет полностью избавиться от пор. Поэтому важно минимизировать их влияние на долговечность приборов.

*Цель работы* заключается в исследовании особенностей прохождения ионного тока через сквозные поры и оценке степени влияния их размеров на скорость разрушения катода.

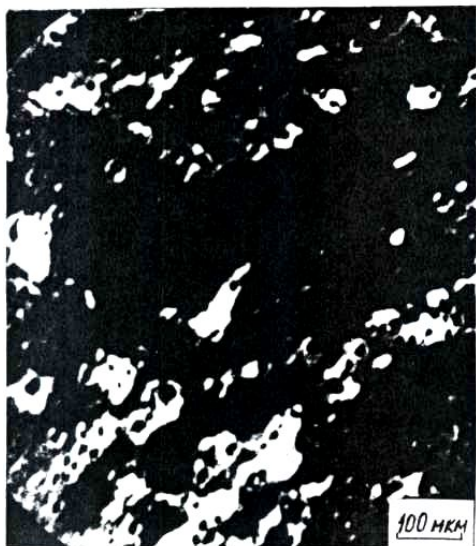
**Экспериментальные исследования.** Особенности распределения тока по поверхности катода исследованы в активных элементах лазеров, к объему которых герметично присоединялась капсула с карбонилем вольфрама  $W(CO)_6$ , имеющего при комнатной температуре давление насыщенных паров 6,65 Па. В гелий-неоновой смеси возбуждался тлеющий разряд при плотности постоянного тока в катоде 0,3 мА/см<sup>2</sup>.

В разряде происходит распад молекул карбонила вольфрама, ионизация его - и последующее осаждение ионов вольфрама на поверхность катода. После обработки в разряде в течение часа элементы поверхности катода анализировались на растровых электронном микроскопе и вторично-ионном

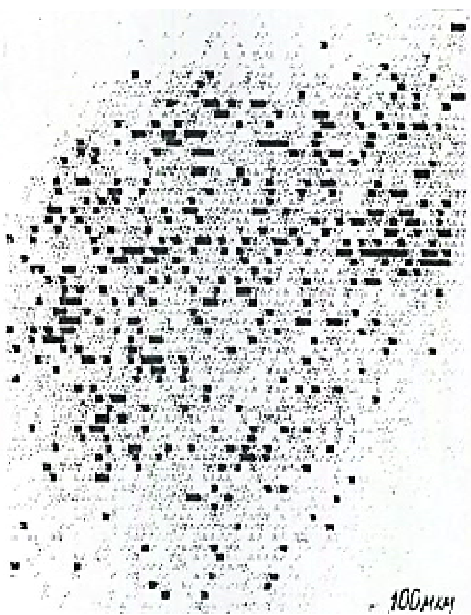


масс-спектрометре (использовался зонд из ионов галлия диаметром 1 мкм). Первый позволял выявить сквозные поры, второй – определить распределение вольфрама по поверхности катода.

Результаты экспериментов представлены на рисунке 1.



а



б

**Рисунок 1 - Распределение сквозных пор по поверхности оксидного покрытия катодов:**  
а - электронный микроскоп (поры декорированы медью в электролите); б - вторично-ионный масс-спектрометр

Наблюдается совпадение характерных размеров и концентрации сквозных пор с участками избыточного содержания вольфрама – поры подвергаются преимуществен-

ному воздействию разряда. Оно может быть обусловлено фокусировкой ионной составляющей тока разряда сквозными порами оксидного покрытия из-за накопления положительного заряда поверхностью покрытия и образованием в области пор электростатических микролинз.

Электрическое поле, создаваемое одиночной порой (поле заряженного диска) в полупространстве  $z \geq 0$ , описывается соотношением [5]:

$$U(z, \rho) = \frac{z}{\pi \sqrt{z^2 + (\rho + R_n)^2}} \left[ \frac{a - R_n}{a - \rho} \Pi\left(\frac{\pi}{2}, n, k\right) - \frac{a + R_n}{a - \rho} \Pi\left(\frac{\pi}{2}, q, k\right) \right] - 1, \quad (1)$$

где  $z$  и  $\rho$  – координаты,

$$a = \sqrt{z^2 + \rho^2}, n = -\frac{2\rho}{a + \rho}, q = \frac{2\rho}{a - \rho}, k = \frac{2R_n}{z^2 + (\rho + R_n)^2},$$

$\Pi$  – полные эллиптические интегралы третьего рода.

На оси диска ( $\rho = 0$ ) выражение (1) существенное упрощается и для распределения напряженности электрического поля принимает вид:

$$E(z) = \frac{U_n}{R_n} \left( 1 - \frac{z}{\sqrt{R_n^2 + z^2}} \right), \quad (2)$$

где  $U_n$  – потенциал поры,  $R_n$  – ее радиус.

Из уравнения (2) следует, что напряженность поля поры спадает почти на порядок на расстоянии, равном ее диаметру. В то же время непосредственно у поверхности катода напряженность поля составляет  $\sim 10^4$  В/см.

Следовательно, воздействие поля поры на траектории движения ионов ограничено расстоянием, равным  $\sim 100$  мкм (максимальный диаметр пор) от поверхности катода.

Электрическое поле (1) фокусирует поток ионов в область сквозной поры. Степень этой фокусировки характеризуется коэффициентом усиления тока  $K = j_n / j_o$  ( $j_n$  – плотность тока, поступающего в пору,  $j_o$  – средняя плотность тока на поверхности катода).

Количественная оценка эффекта фокусировки ионного тока выполнена с помощью модели одиночной сквозной поры оксидного покрытия. Эта модель имела близкие с реальной порой геометрические размеры, создавала соответствующее электрическое поле и обеспечивала возможность автономной регистрации тока, поступающего в пору.

Модель поры (рисунок 2) представляла собой танталовую основу 1 (катод), в которой импульсным излучением неодимового

лазера пробиты отверстия диаметром 30 – 100 мкм. В эти отверстия помещались позолоченные зонды 2 толщиной 10 мкм. Зонды закреплялись на диэлектрическом основании 4. Наличие на поверхности катода положительного заряда имитировал потенциал  $U_n$ , при-

кладываемый к катоду относительно зонда.

Плоский анод 3 располагался на расстоянии, существенно превышающем геометрические размеры катода. Модель поры помещалась в вакуумную камеру, которая откачивалась и заполнялась инертным газом.

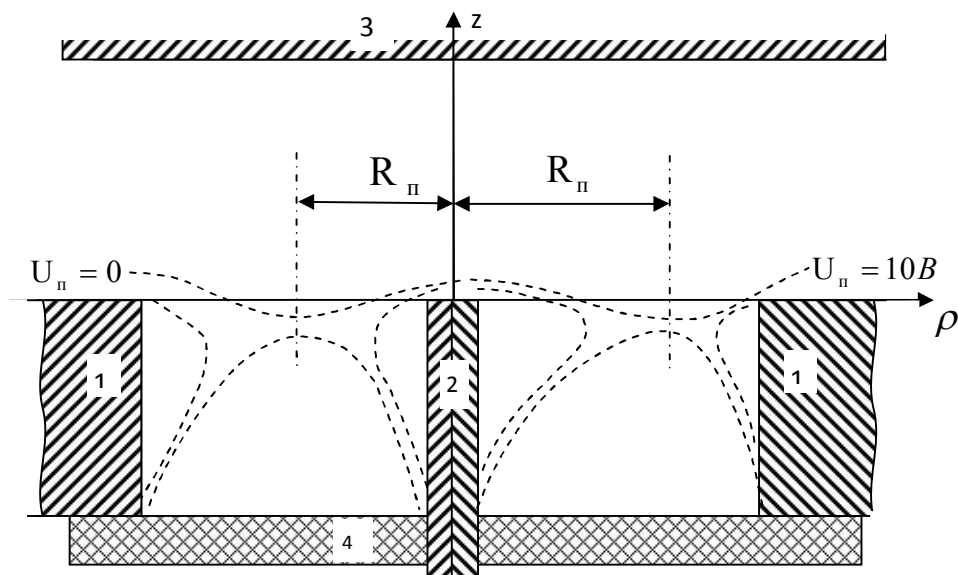


Рисунок 2 - Модель одиночной сквозной поры:

1 – танталовая фольга; 2 – зонд; 3 – «анод»; 4 – диэлектрическое основание

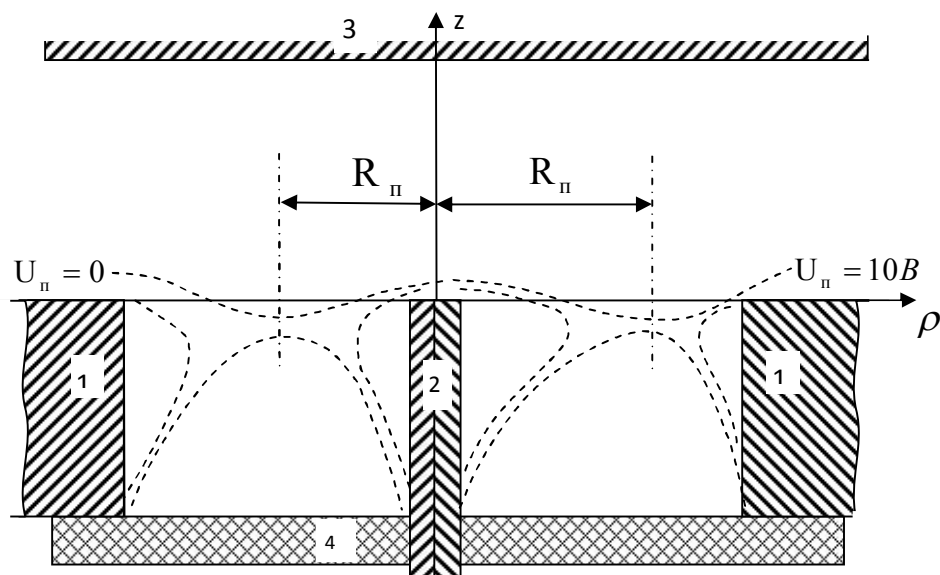


Рисунок 2 - Модель одиночной сквозной поры:

1 – танталовая фольга; 2 – зонд; 3 – «анод»; 4 – диэлектрическое основание

Была предусмотрена возможность раздельной регистрации тока в электрической цепи катода и зонда.

В условиях газового разряда диэлектрическое основание модели поры заряжается до потенциала, равного катодному падению

потенциала  $U_k$ . Поэтому возникает задача выбора толщины танталовой фольги  $h$ , равной высоте зонда, исключающей влияние этого эффекта на распределение поля в полупространстве  $z \geq 0$ .

Аналитическое решение уравнения Лап-

ласа для области, ограниченной двумя заземленными цилиндрами радиусами  $a$  и  $b$  ( $a$  – радиус зонда,  $b$  – радиус отверстия в фольге) и диэлектрическим основанием с потенциалом  $U_k$ , приводит к выражению:

$$U(\rho, z) = \sum_{k=1}^{\infty} \left[ A_k J_0\left(\frac{v_k \rho}{b}\right) + B_k Y_0\left(\frac{v_k \rho}{b}\right) \right] \exp\left(-\frac{v_k(h+z)}{b}\right), \quad (3)$$

где  $A_k, B_k$  – коэффициенты, определяемые из граничных условий,  $J_0$  и  $Y_0$  – функции Бесселя,  $v_k$  – корни уравнения:

$$J_0(v_k) Y_0(v_k a/b) - Y_0(v_k a/b) J_0(v_k b/b) = 0$$

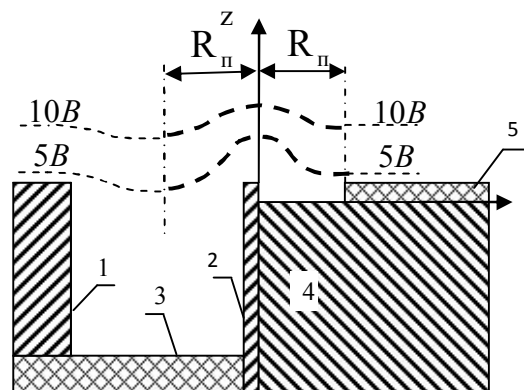
Минимальный корень уравнения в условиях эксперимента находился в диапазоне 3,7 – 4. Оценка показывает, что для  $b=100$  мкм, потенциал (3) убывает в 150 раз на расстоянии, равном 65 мкм от основания модели. Для меньших диаметров отверстия скорость спада еще больше. Следовательно, ограничение снизу высоты толщины фольги величиной ~70 мкм практически исключает влияние зарядки диэлектрического основания модели поры на распределение электрического поля в катодном слое разряда. В то же время толщина фольги (высота зонда) не должна значительно превышать длину свободного пробега ионов. В противном случае столкновения ионов с атомами газа в пространстве между зондом и фольгой могут исказить результаты измерений. При давлении 133 Па средняя длина свободного пробега, например, ионов гелия составляет 50 мкм [6]. В связи с этим диапазон допустимых изменений толщины фольги составляет 50 – 70 мкм.

Для подтверждения выполненных оценок сравнивались электрические поля, создаваемые разработанной моделью поры и одиночной сквозной порой поверхности катода – участок круглой формы с нулевым потенциалом на заряженной до потенциала  $U_n$  плоскости (рисунок 3).

Расчеты распределения электрических полей данных систем, выполненные путем численного решения уравнения Лапласа методом сеток при  $h=60$  мкм, показывают, что эквипотенциальные линии в полупространстве  $z \geq 0$  (рисунок 3) практически совпадают.

Из анализа распределения потенциала, создаваемого моделью поры (рисунки 2,3), следует, что в плоскости  $z=0$  имеется окружность радиусом  $R_n$ , на которой радиальная составляющая напряженности поля равна нулю. Ионы, попадающие на эту плоскость

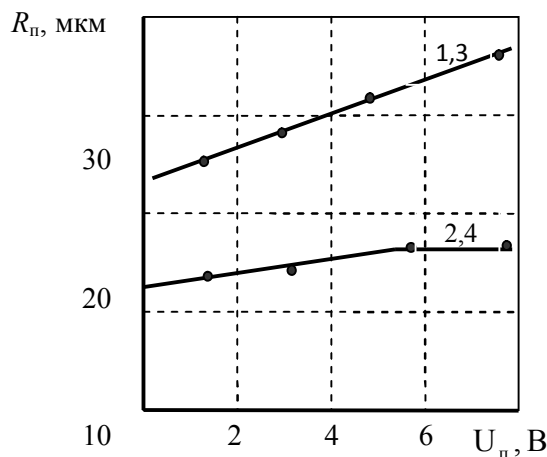
при  $\rho < R_n$ , поступают на зонд, остальные дадут вклад в ток катода.



**Рисунок 3 - Распределение электрического поля, создаваемого в модели сквозной поры и реальной порой:**

1 – танталовая фольга; 2 – зонд;  
3 – диэлектрическое основание;  
4 – металлическая основа катода;  
5 – окисное покрытие

Таким образом, величина  $R_n$  имеет в данном случае смысл эффективного радиуса токопринимающей поверхности поры. Этот радиус зависит от потенциала катода (рисунок 4).



**Рисунок 4 - Зависимости радиуса моделируемой поры от потенциала поверхности.**

Давление, Па: 1 - 133; 2 - 465

Диаметр отверстия, мкм: 3 - 100, 4 - 30

Поэтому при определении искомого коэффициента усиления по измеренной зависимости зондового тока ( $I_z$ ) от потенциала катода (рисунок 5) необходимо учитывать изменения радиуса поры:

$$K(U_n) = \frac{I_z(U_n) R_n^2(0)}{I_z(0) R_n^2(U_n)}. \quad (4)$$

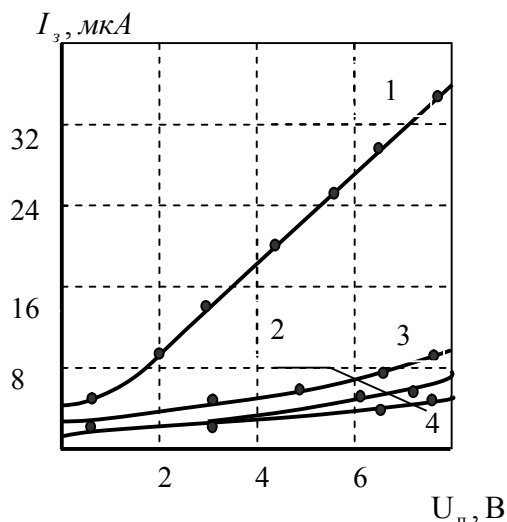


Рисунок 5 - Зависимости зондового тока от потенциала фольги.

Давление газа, Па: 1,2 - 133; 3,4 - 465

Диаметр отверстий, мкм: 1,3 - 100; 2,4 - 30

На рисунке 6 приведены зависимости рассчитанного таким образом коэффициента усиления ионного тока поры от  $U_n$  для разряда в гелии при давлениях 133 и 465 Па и плотности тока  $0,3 \text{ мА/см}^2$ .

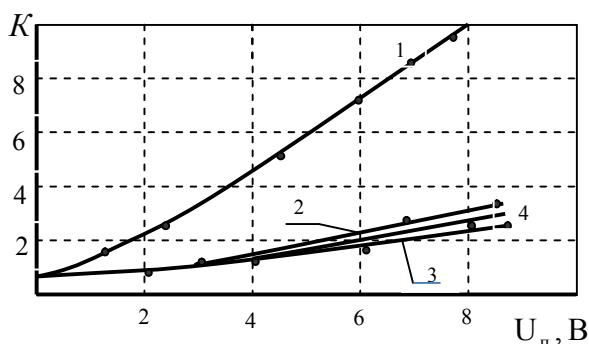


Рисунок 6 - Зависимости коэффициента усиления ионного тока поры от потенциала фольги.

Давление, Па: 1,2 - 133; 3,4 - 465; диаметр отверстий, мкм: 1,3 - 100; 2,4 - 30

Характерным является спад коэффициента усиления тока по мере уменьшения диаметра поры, определяющего пространственный масштаб, в пределах которого ее электрическое поле способно влиять на движение ионов. Экстраполяция полученной зависимости в область малых размеров пор позволяет оценить их диаметр ( $\sim 10 \text{ мкм}$ ), при котором не возникает локальное увеличение тока.

Коэффициент усиления для пор диаметром, меньшим  $30 \text{ мкм}$ , мало зависит от давления газового заполнения макетов. Начиная с  $\sim 40 \text{ мкм}$ , имеет место быстрый спад

коэффициента (от 8 до 2,7 для  $U_n=8 \text{ В}$ ) при увеличении давления от 133 до 465 Па. В последнем случае длина свободного пробега ионов гелия снижается с 50 до 17 мкм [6]. Из этого следует, что диаметр поры определяет область разряда, в пределах которой ее поле способно влиять на движение ионов. Если длина свободного пробега иона существенно меньше диаметра поры, что наблюдается при давлении 465 Па и диаметре, превышающем  $40 \text{ мкм}$ , столкновения ионов с атомами газа препятствуют эффективному сбору тока зондом и приводят к уменьшению коэффициента усиления.

Распределение пор по поверхности катода влияет на характер его распыления. Если соседние дефекты расположены на расстоянии, меньшем их диаметра, то поля, создаваемые этими электростатическими микролинзами, будут перекрываться. В результате установится усиленная бомбардировка ионами всего участка, заключенного между порами.

Измерения динамического потенциала поверхности катода в условиях газового разряда, выполненные с помощью разработанной ранее методики [7], показали, что  $U_n$  изменяется от 2 до 10 В в диапазоне плотности тока разряда  $0,2 - 0,8 \text{ мА/см}^2$ . Данное обстоятельство приводит к необходимости учета эффекта фокусировки ионного тока порами при работе катодов.

**Закключение.** Совокупность полученных результатов приводит к следующим представлениям о процессе деградации холодного катода в разряде. Стартовым механизмом деградации является избирательная ионная бомбардировка дефектных участков (единичные сквозные поры или их скопления) оксидного покрытия с размерами, превышающими  $10 \text{ мкм}$ . Наличие на поверхности катода положительного динамического потенциала приводит к дополнительному увеличению энергии ионов, поступающих на дно пор. Далее происходит постепенное разрастание и слияние пор, что на определенном этапе эксплуатации катода приводит к его лавинообразному разрушению.

#### Библиографический список

1. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А. Особенности взаимодействия плазмы газового разряда с поверхностью холодного катода // Радиотехника и электроника. – 1992. – Т. 37. – № 9. – С. 1716–1718.
2. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А., Степанов В.А., Чиркин М.В. Механизмы

проводимости оксидного покрытия холодных катодов газоразрядных приборов // Поверхность. Физика, химия, механика. – 1994. – № 6. – С. 93 – 99.

3. Ананьин В.С. Исследование физических свойств холодных катодов и разработка технологии изготовления, обеспечивающей долговечность гелий-неоновых лазеров. Дис. на соискание уч. степени к.т.н. – Рязань. – 1978. – 212 С.

4. Коржавый А.П., Пролейко Э.П., Файфер С.И. Холодные катоды для газоразрядных приборов // Электронная промышленность. – 1973.

– № 4. – С.22–23.

5. Миролюбов Н.Н., Костенко М.В., Тиходеев Н.Н. Методы расчета электростатических полей. – М.: Высшая школа. – 1963. – 415 с.

6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука. – 1987. – 591 с.

7. А.с. СССР №1780124. – 1992 г. Устройство измерения потенциала поверхности холодного катода газоразрядного прибора / О.Н. Крютченко, А.Ф. Маннанов, А.И. Улитенко, Э.И. Соколовский.

УДК 621.315.592

**А.В. Ермачихин, С.А. Кострюков, В.Г. Литвинов, Н.Б. Рыбин**

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМОВЫХ СВОЙСТВ И ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ ДИОДА ШОТТКИ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InGaAs/GaAs С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ**

*Рассматриваются результаты измерения частотной зависимости спектральной плотности мощности шума, вольт-фарадных характеристик, процессов эмиссии носителей заряда с электронных уровней в диоде Шоттки Au/n-GaAs/InGaAs/n-GaAs, содержащего квантовую яму.*

**Ключевые слова:** спектроскопия низкочастотных шумов, диодная структура, спектральная плотность мощности, квантовая яма, релаксационная спектроскопия глубоких уровней.

**Введение.** Флуктуации сигналов содержат ценную информацию о динамическом поведении любой системы. Поэтому из анализа шумов можно сделать выводы о некоторых характеристиках системы, определить ее параметры [1].

Методы контроля и анализа полупроводниковых приборов и структур, основанные на измерении параметров шумового сигнала, активно развиваются в последние десятилетия. Немалую роль в развитии «шумовых» измерений играет внедрение компьютерной техники. В настоящее время для конкретного типа полупроводниковых приборов удаётся построить адекватную физическую модель, описывающую генерацию низкочастотного (НЧ) шума. Общей модели, объясняющей генерацию НЧ шума во всех приборах, в настоящее время не существует. Указанное обстоятельство может быть связано с огромным количеством факторов, влияющих на формирование шумовой составляющей электрического сигнала.

Известны работы, в которых природа возникновения НЧ шума в полупроводниковых материалах и структурах связывалась с перезарядкой дефектов с глубокими уровнями (ГУ) – глубокими центрами (ГЦ) [2]. Согласно существ-

ующей теории изучение температурной зависимости спектральной плотности мощности (СПМ) позволяет определить энергию ионизации ГЦ. Однако существует большое количество полупроводниковых барьерных структур с гетеропереходами, квантовыми ямами (КЯ), которые могут служить гигантскими ловушками для носителей заряда (НЗ). Внешними воздействиями можно управлять заполнением или опустошением (перезарядкой) КЯ носителями заряда. Следовательно, наличие слоя КЯ в полупроводниковой структуре должно приводить к появлению особенностей на частотных зависимостях СПМ, характерных для ГЦ. Нахождение по СПМ энергии активации процесса перезарядки КЯ позволит вычислить величину разрыва зоны проводимости или валентной зоны – важнейшего параметра зонной структуры. **Целью данной работы** является, с одной стороны, изучение и анализ особенностей шумовых свойств полупроводниковой барьерной структуры с КЯ для получения информации об энергии активации процесса перезарядки КЯ носителями заряда, а с другой – апробация метода спектроскопии НЧ шума для изучения электрофизических свойств полупроводниковых наноструктур.

**Описание образца.** В качестве образца для апробации метода спектроскопии НЧ шума была выбрана модельная диодная структура Шоттки на основе гетероперехода InGaAs/GaAs с квантовой ямой. Наноструктуры InGaAs/GaAs перспективны для применения в качестве активной области полупроводниковых лазеров, детекторов инфракрасного диапазона, фотоприемников и др. [3-8]. Указанные наноструктуры интенсивно изучаются, и постоянно совершенствуется технология их получения.

Несмотря на достаточно большое количество работ по исследованию подобных структур, до сих пор актуально измерение энергии активации НЗ из КЯ, которая может быть использована для расчета величин разрывов разрешенных зон (РРЗ) на границе раздела КЯ – барьерный слой, поскольку указанные параметры зависят от особенностей технологического процесса изготовления и используются при проектировании полупроводниковых приборов.

Модельная диодная структура Шоттки Au/n-GaAs/InGaAs/n-GaAs с одиночной КЯ была выращена методом эпитаксии из молекулярных пучков. На подложке n<sup>+</sup>-GaAs(100) при  $T = 580$  °С выращивался буферный слой n<sup>+</sup>-GaAs толщиной 300 нм с концентрацией электронов  $5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, затем – барьерный слой n-GaAs толщиной 450 нм и концентрацией  $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Далее выращивался нелегированный слой КЯ In<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>As толщиной 7 нм между спейсерами GaAs толщиной 5 нм. Во время роста слоя КЯ температура подложки понижалась до 505 °С. Покровный слой n-GaAs имел толщину около 400 нм и уровень легирования  $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Далее термическим испарением In в вакууме на обратную сторону подложки и Au на покровный слой формировались омический контакт и контакт Шоттки соответственно. Для снижения токов утечки методом фотолитографии формировалась мезаструктура. Зонная диаграмма диода схематично показана на рисунке 1.

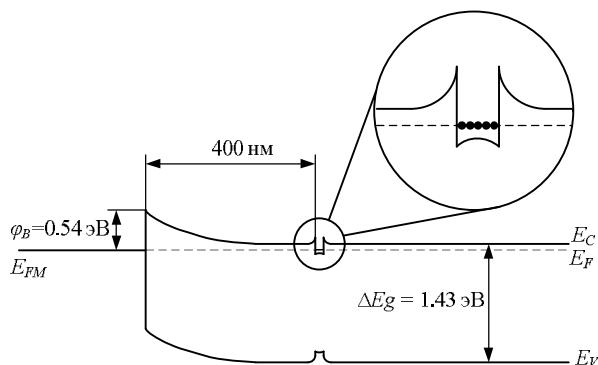


Рисунок 1 – Зонная диаграмма образца

Для изучения электрофизических свойств образца использовались методы вольт-фарадных (С-V) характеристик, токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ТРСУ), спектроскопии НЧ шума.

**Вольт-емкостное профилирование структуры InGaAs/GaAs с КЯ.** Разрешающая способность метода С-V-характеристик при нахождении профиля распределения концентрации свободных носителей заряда ограничивается дебаевской длиной экранирования, определяющей степень размытия границы области пространственного заряда (ОПЗ) в полупроводнике [9]. Дебаевская длина экранирования определяется соотношением:

$$L_d = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 k T}{q^2 N_d}}, \quad (1)$$

где  $q$  – элементарный заряд,  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $N_d = 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> – концентрация легирующей примеси в базе диода. Для исследуемого образца  $L_d = 25$  нм при температуре  $T = 300$  К и  $L_d = 15$  нм при  $T = 115$  К.

С-V-характеристики были получены с помощью измерительного комплекса на базе измерителя иммитанса Е7-20 [10]. Температура измерения поддерживалась на уровне 115 К, напряжение обратного смещения изменялось от 0 до 5 В, частота и амплитуда измерительного сигнала – 1 МГц и 40 мВ соответственно.

В результате измерений была получена С-V-характеристика, изображенная на рис. 2.

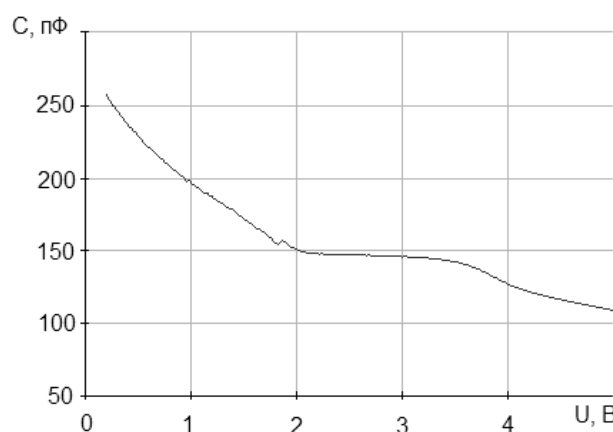


Рисунок 2 – С-V-характеристика диодной структуры InGaAs/GaAs с КЯ

Горизонтальная “полка” на характеристике типична для структур с КЯ и обусловлена накоплением электронов в КЯ. Дырками можно пренебречь, поскольку их концентрация

существенно меньше концентрации электронов.

«Кажущийся» профиль распределения концентрации свободных носителей заряда по глубине наноструктуры (рисунок 3) определялся дифференцированием C-V-характеристики с использованием соотношения, полученного в приближении обедненного слоя [11]:

$$N(d) = \frac{(C(d)/S)^3}{q\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial(C(d)/S)}{\partial U}}, \quad (2)$$

где  $C$  – электрическая емкость,  $S$  – площадь барьерного контакта,  $d$  – расстояние от металлургической границы металл – полупроводник до края ОПЗ в базе или толщина ОПЗ.

Начальная точка на профиле распределения концентрации (рисунок 3) соответствует нулевому внешнему напряжению, при этом граница ОПЗ находится на расстоянии (глубине) чуть больше 200 нм от поверхности полупроводника. Пик, связанный с накоплением заряда в квантовой яме, расположен на глубине  $\sim 400$  нм, что совпадает с геометрическим расположением КЯ в базе диодной структуры. Спад концентрации электронов по обе стороны от пика связан с наличием i-GaAs спейсеров по обе стороны от слоя КЯ. Пик, связанный с накоплением электронов в КЯ на глубине около 400 нм, соответствует напряжению обратного смещения на диоде около -2,5 В.

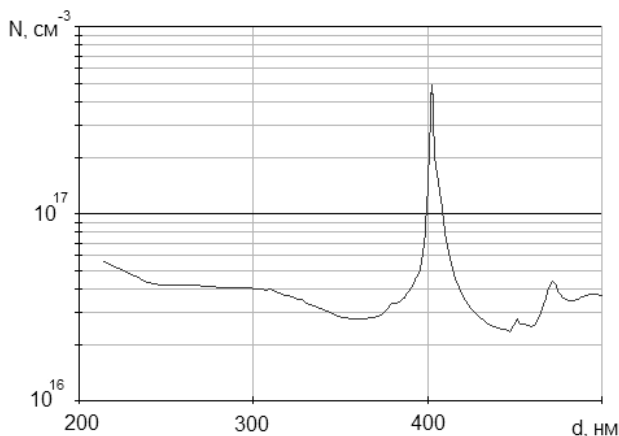


Рисунок 3 – «Кажущийся» профиль распределения концентрации электронов

Полученные данные далее были использованы для выбора режимов измерений спектров ТРСГУ и СПМ.

**Исследование процессов эмиссии носителей заряда в структуре InGaAs/GaAs с КЯ методом ТРСГУ.** Для более надежной интерпретации данных анализа спектров СПМ проводилось исследование процесса эмиссии электронов из КЯ методом ТРСГУ. Режимы измерения спектров ТРСГУ приведены в таблице.

Таблица - Режимы измерения ТРСГУ-спектров

|                                                   |          |
|---------------------------------------------------|----------|
| Длительность импульса напряжения опустошения, мкс | 100      |
| Длительность импульса напряжения заполнения, мкс  | 2500     |
| Диапазон температур, К                            | 90 - 300 |
| Амплитуда заполняющего импульса напряжения, В     | 0        |
| Амплитуда опустошающего импульса напряжения, В    | - 3,5    |
| Скорость нагрева образца, К/мин                   | 1,0      |

ТРСГУ-спектры, измеренные в диапазоне постоянных времен релаксации  $\tau = 8,96 - 30,15$  мкс, в области низких температур содержали один интенсивный пик (рисунок 4).

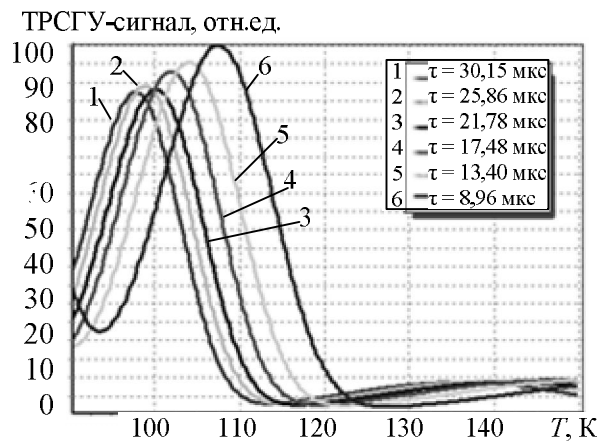


Рисунок 4 – ТРСГУ-спектры образца InGaAs/GaAs

Энергия ионизации обнаруженного ГУ  $\Delta E_i = 93 \pm 10$  мэВ, сечение захвата  $\sigma = 1,1 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> рассчитано по температурной зависимости положения пика на ТРСГУ-спектре, т.е. по прямой Аррениуса [12]. По амплитуде пика определена слоевая концентрация электронов  $N_s = 3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. При уменьшении амплитуды импульса опустошения от -3,5 В происходило постепенное уменьшение амплитуды пика и его исчезновение, начиная с напряжения -2 В. Это означает, что обнаруженный пик локализован в области, соответствующей положению КЯ в базе диода.

Энергия ионизации этого пика близка к расчетной величине энергетического зазора между краем зоны проводимости в барьерном слое GaAs и основным уровнем размерного квантования в КЯ. Таким образом, найденное значение  $\Delta E_i$  характеризует энергию активации процесса эмиссии электронов из КЯ.

**Исследование низкочастотных шумов в структуре InGaAs/GaAs с КЯ.** Согласно активационно-дрейфовой модели [13-15]



частотная зависимость СПМ НЧ шума  $S(\omega)$  как стационарного случайного процесса описывается суперпозицией ряда составляющих лоренцевой функции:

$$S(\omega) = A \int_0^d \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} dx, \quad (3)$$

где интегрирование проводится по координате  $x$  в пределах толщины ОПЗ (от 0 до  $d$ );  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота;  $A$  – коэффициент пропорциональности;  $\tau$  – время релаксации НЧ шума.

Характеристические частоты, при которых происходит изменение наклона (хода) спектральных кривых НЧ шума, называют частотой излома  $f_b$  [15], т.е.  $2\pi f_b \tau = 1$ . Время релаксации НЧ шума, связанного с процессом перезарядки ГЦ, получают в виде:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_b} = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E_t}{kT}\right), \quad (4)$$

где  $\tau_0$  – время релаксации при бесконечно большой температуре.

Выражение, используемое для расчета  $\Delta E_t$ , выводится из соотношения (4):

$$\Delta E_t = kT \ln\left(\frac{1}{2\pi f_b \tau_0}\right). \quad (5)$$

Если вместо перезарядки ГЦ рассматривать КЯ, то время релаксации НЧ шума будет соответствовать времени релаксации процесса эмиссии электронов с основного уровня размерного квантования в соответствии с выражением [16]:

$$\tau = e_T^{-1} = \frac{f\lambda_T}{2\langle v \rangle} \cdot \frac{l}{d} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_c - E_1}{kT}\right), \quad (6)$$

где  $\langle v \rangle = (8kT/(\pi m_b^*))^{1/2}$  – средняя тепловая скорость электронов;  $\lambda_T = (2\pi \hbar^2 / m_w^* kT)^{1/2}$  – термическая длина,  $m_b^*$  и  $m_w^*$  – эффективные массы электронов в барьере и КЯ соответственно;  $d$  – ширина КЯ;  $l$  – длина свободного пробега электронов;  $\Delta E_c$  – величина разрыва зоны проводимости в квантово-размерной структуре;  $E_1$  – энергия первого (основного) уровня размерного квантования для электронов в яме,  $\Delta E_c - E_1 = \Delta E$ ;  $f$  – фактор заполнения КЯ электронами с учетом вырождения в квантовой яме, определяемый из выражения:

$$f = \sum_n \ln \left[ 1 + \exp\left(-\frac{E_{cw} + E_n - E_F}{kT}\right) \right], \quad (7)$$

где  $n$  – номер уровня размерного квантования,  $E_{cw}$  – положение дна зоны проводимости в КЯ,

$E_F$  – энергия Ферми [13].

В случае статистики Больцмана получают [16]:

$$f = \sum_n \exp\left(\frac{E_1 - E_n}{kT}\right). \quad (8)$$

В случае, если квантовая яма узкая (как в нашем случае), то есть выполняется условие  $E_1 \gg kT$ , уравнение (8) дает значение  $f = 1$ , а для широкой ямы, когда выполняется условие  $E_1 \ll kT$ , фактор заполнения  $f = d/\lambda_T$  [16].

В результате проведения эксперимента была получена поверхность, характеризующая зависимость СПМ от напряжения обратного смещения на диоде и частоты шума (рисунок 5).

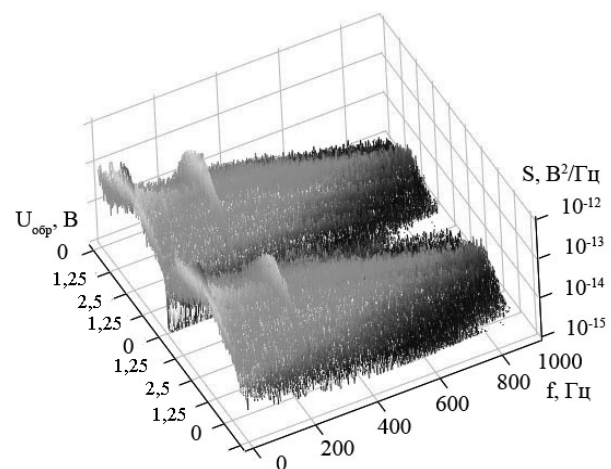


Рисунок 5 – Поверхность, демонстрирующая зависимость СПМ НЧ шума в исследуемом диоде

Спад лоренциана, вызванный генерирующим электронами энергетическим уровнем в КЯ, более ярко выражается на графике, представленном в двойных логарифмических координатах (рисунок 6). Кривые, представленные на рисунке 6, фактически являются сечениями поверхности с рисунка 5 при определенных напряжениях смещения на исследуемом диоде [17].

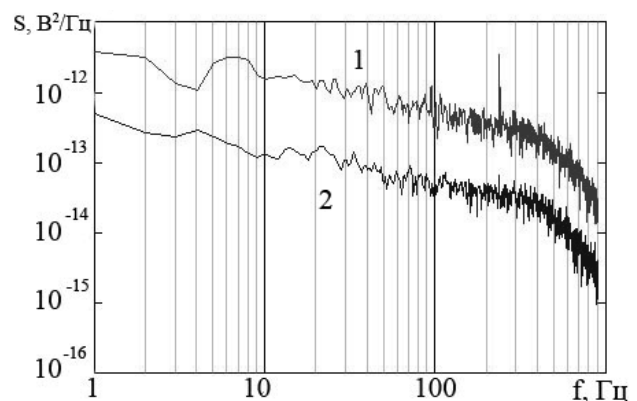


Рисунок 6 – Зависимости СПМ от частоты при двух напряжениях смещения на диоде; кривые 1 и 2 соответствуют напряжению смещения 2,5 и 2 В соответственно

Как видно из рисунка 6, резкое изменение хода зависимости СПМ наблюдается для частот выше 400 Гц.

Уменьшение напряжения обратного смещения на диоде приводило к уменьшению амплитуды СПМ и исчезновению излома. Это объясняется тем, что наиболее благоприятные условия для вклада процессов перезарядки КЯ в генерацию НЧ шума реализуются при условии близкого расположения уровня Ферми и уровня размерного квантования  $E_I$  в КЯ, т.е. когда край ОПЗ достигает КЯ. Если Уровень Ферми выше  $E_I$ , т.е. КЯ заполнена электронами и находится в квазинейтральной области базы диода, перезарядки КЯ нет. Также, когда КЯ находится в ОПЗ при смещениях выше  $-3,5$  В, электроны покидают КЯ (на C-V-характеристике исчезает «полка») и генерации НЧ шума с участием КЯ не будет.

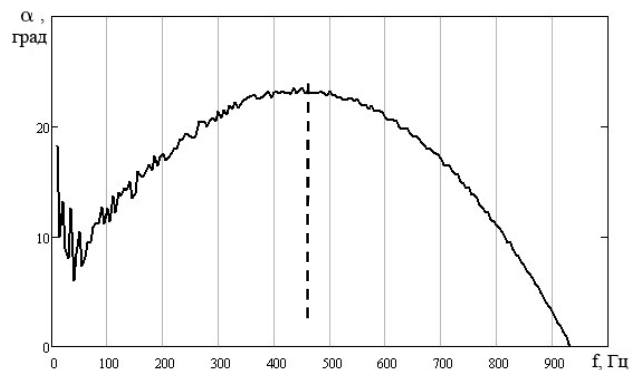
Как показывает эксперимент, реальные измеренные спектры всегда нуждаются в сглаживании. Поэтому был разработан способ, совмещающий процедуры сглаживания и поиска точки изменения наклона спектральной кривой в единой процедуре. Процедура совмещения состоит в аппроксимации зависимости СПМ от частоты в двойных логарифмических координатах кусочно-линейной функцией. При этом критерием поиска частоты излома является максимальное значение угла между аппроксимируемыми прямыми [17].

Этот способ не требует предварительного сглаживания экспериментальных данных. Процедура поиска частоты излома работает следующим образом. Представленная на рисунке 6 кривая 1 аппроксимировалась двумя линейными отрезками по критерию наименьшего средне-квадратического отклонения. Положение точки пересечения отрезков изменялось процедурой в частотном диапазоне 10 – 1000 Гц, при этом фиксировалось значение угла между отрезками. Критерием обнаружения точки изменения наклона аппроксимирующих спектр НЧ шума отрезков является максимальное значение угла между аппроксимируемыми кривыми.

На рисунке 7 представлена зависимость величины угла между аппроксимируемыми отрезками СПМ-зависимостей от положения точки пересечения аппроксимирующих СПМ отрезков на рисунке 6.

Максимум функции, представленной на рисунке 7, расположен на частоте 453 Гц, что позволяет получить согласно выражению (5) значение энергии активации  $\Delta E_t = 96$  мэВ. Полученное значение коррелирует с положением основного уровня размерного квантования

электронов в квантовой яме, образованной слоем  $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$  в обкладках GaAs относительно края зоны проводимости в барьерных слоях GaAs.



**Рисунок 7 - Зависимость угла между аппроксимируемыми отрезками от положения точки пересечения СПМ отрезков на рисунке 6**

Оценим погрешность определения энергии активации согласно [18, 19]. Преобразуя (5), получаем:

$$\Delta E_t = -kT[\ln 2\pi + \ln f_b + \ln \tau_0]. \quad (9)$$

Дифференцируя (9) и заменяя дифференциалы на приращения по [20] получаем относительную погрешность определения  $\Delta E_t$ :

$$\frac{\Delta(\Delta E_t)}{\Delta E_t} = \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \frac{\left(\frac{\Delta f_b}{f_b}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau_0}{\tau_0}\right)^2}{\ln^2\left(\frac{1}{2\pi f_b \tau_0}\right)}}. \quad (10)$$

При относительных погрешностях определения частоты  $f_b$  и времени релаксации  $\tau_0$ , равных 20 %, и 50 % соответственно, и погрешности определения температуры  $\Delta T = 2$  К относительная погрешность  $\Delta E_t$  равна 5 %. Таким образом, систематическая погрешность  $\Delta E_t$  не превышает 5 мэВ.

**Закключение.** Получена и проанализирована частотная зависимость СПМ диода Шоттки Au/GaAs/InGaAs/GaAs, содержащего квантовую яму, и рассчитано значение энергии активации НЗ из КЯ, равное  $96 \pm 5$  мэВ. Значение  $\Delta E_t = 96$  мэВ оказалось близко к величине энергии активации процесса эмиссии электронов с основного уровня размерного квантования в КЯ, измеренную методом ТРСГУ. Таким образом, методом спектроскопии НЧ шума изучены особенности СПМ шума диодной структуры с КЯ. Шумовая спектроскопия позволяет исследовать процессы перезарядки электронных уровней в полупроводниковых наноструктурах.

Авторы благодарят профессора Ю.Г. Садо-

фьева за приготовление образца. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, в НОЦ неупорядоченных и наноструктурированных материалов и устройств на их основе с использованием оборудования регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) при ФГБОУ ВПО «РГРТУ».

#### Библиографический список

1. Douglass J.K., Wilkens L., Pantazelou E., Moss F. Noise enhancement of information transfer in crayfish mechanoreceptors by stochastic resonance. // *Nature*. – 1993. V. 365. № 6444. P. 337 – 340.
2. Букингом М. Шумы в электронных приборах и системах: пер. с англ. М.: Мир, 1986. 276 с.
3. Chavarkar P., Mathis S., Zhao L., Keller S., Speck J., Mishra U. Strain relaxation in InGaAs lattice engineered substrates // *J. Electron. Mater.* 2007. 29. № 7. P. 944 – 949.
4. Pikhtin N.A., Slipchenko S.O., Sokolova Z.N., Stankevich A.L., Vinokurov D.A., Tarasov I.S., Alferov Zh.I. 16 W continuous-wave output power from 100  $\mu\text{m}$ -aperture laser with quantum well asymmetric heterostructure // *Electron. Lett.* – 2004. V. 40. № 2. P. 1413.
5. Слипченко С.О., Пухтин Н.А., Винокуров Д.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алферов Ж.И. Сверхнизкие внутренние оптические потери в квантово-размерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения // *ФТП*. 2004. Т. 38. № 12. – С.1477 – 1487.
6. Винокуров Д.А., Зорина С.А., Капитонов В.А., Мурашова А.В., Николаев Д.Н., Станкевич А.Л., Хомяков М.А., Шамахов В.В., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Налет Т.А., Слипченко С.О., Пухтин Н.А., Соколова З.Н., Фетисова Н.В., Тарасов И.С. Мощные полупроводниковые лазеры на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения // *ФТП*. 2005. Т. 39. № 3. С. 388 – 393.
7. Ballingall J.M., Martin P.A., Mazurowski J., Ho P., Chao P.C., Smith P.M., Duh K.H.G. Pseudomorphic InGaAs High Electron Mobility Transistors // *Thin Sol. Films*. – 1993. V.23/1. P. 95 – 106.
8. Heun S., Paggel J.J., Sorba L., Rubini S., Bonanni A., Lantier R., Lazzarino M., Bonanni B., Franciosi A., Bonard J.-M., Ganie' re J.-D., Zhuang Y., Bauer G. Strain and surface morphology in lattice-matched ZnSe/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructures // *J. Appl. Phys.* – 1998. V.83. P. 2504-2511.
9. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков: учеб. пособие для специальности «Полупроводники и диэлектрики» вузов. М.: Высшая школа, 1977. 448 с.
10. Мальченко С.И., Литвинов В.Г., Вишняков Н.В., Мишустин В.Г., Рыбин Н.Б. Программа для автоматизированного измерения иммитанса прибором Е7-20. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011616817.
11. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х кн. Кн. 1: пер. с англ. 2-е перераб. и доп. изд. М.: Мир, 1984. 456 с.
12. Lang D.V. Space charge spectroscopy in semiconductors // *Thermally Stimulated Relaxation Processes in Solids*. – New York, 1979. P. 93 – 133.
13. Орешкин П.Т., Кордюков С.И. НЧ-шумы в приборах с несимметричными р-п-переходами // *Матер. докл. Всес. науч.-техн. школы “Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах”*. М.: Моск. гор. правление Всес. НТО ЗЭС им. А.С. Попова, 1990. – С. 36-37.
14. Орешкин П.Т., Денисов А.Л., Кордюков С.И. Низкочастотные шумы диодов Шоттки // *Радиотехника и электроника*. – 1985. Т. XXX. Вып. 7. С. 1449 – 1450.
15. A. Van der Ziel Noise in Solid State Devices and Circuits (Wiley, New York), 1986. 306 p.
16. Schmalz K., Yassievich I.N., Rucker H., Grimmeis H.G. Characterization of Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si quantum wells by space-charge spectroscopy // *Phys. Rev. B*. – 1994. V. 50. P. 14287 – 14301.
17. Кострюков С.А., Литвинов В.Г., Рыбин Н.Б. Спектроскопия НЧ-шумов в полупроводниковых наноструктурах с квантовыми ямами // *Сб. трудов Всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых по направлению «Диагностика наноматериалов и наноструктур»*. Т.3. 12 - 16 сентября 2011 г. Рязань.: Изд-во РГРТУ, 2011. С. 130-132.
18. Брандт З. Анализ данных. Статистические и вычислительные методы для научных работников и инженеров: пер. с англ. М.:Мир, ООО “Издательство АСТ”, 2003. 686 с.
19. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1974. 831 с.
20. Касандрова О.Н., Лебедев В.В. Обработка результатов наблюдений. М.: Наука, 1970. 104 с.

УДК 621.384.8

*М.В. Дубков, В.В. Иванов*

## СИСТЕМА ВВОДА И ВЫВОДА ИОНОВ В ГИПЕРБОЛОИДНЫХ МАСС-СПЕКТРОМЕТРАХ НА ОСНОВЕ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЯЧЕЕК С ПРОДОЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

*Предложено устройство систем ввода и вывода ионов для гиперболоидных масс-спектрометров пролетного типа, позволяющее качественно улучшить распределение поля в переходных областях анализаторов и более чем в 2,5 раза сократить протяженность данных областей. Путем численного моделирования показано преимущество данной системы.*

**Ключевые слова:** гиперболоидный масс-спектрометр пролетного типа, переходная область анализатора, двухэлектродная квадрупольная ячейка с продольным полем, система ввода ионов.

**Введение.** Гиперболоидные масс-спектрометры (ГМС) пролетного типа представляют собой устройства, состоящие из системы ввода ионов в анализатор, системы сортировки ионов по удельным зарядам (анализатора) и системы вывода отсортированных ионов из анализатора в измерительное устройство. Система сортировки ионов состоит из набора электродов, формирующих в объеме анализатора квадрупольное поле. Системы ввода и вывода ионов, как правило, представляют собой сочетание плоских диафрагм с электродами анализатора либо с пред- и постфильтрами. Наличие диафрагм приводит к существенному искажению полей во входных и выходных областях устройств, что непосредственно сказывается на параметрах проходящего через них ионного потока. Это является существенным недостатком подобных систем и приводит к снижению чувствительности и разрешающей способности ГМС.

В настоящее время существует ряд способов, позволяющих снизить негативное влияние переходных областей в анализаторах ГМС. Первый способ основан на изменении параметров радиочастотного поля в этих областях. В основном он представлен направлением, связанным с использованием предфильтров, предложенных Брубейкером [1], которые позволяют снизить величину постоянной составляющей радиочастотного поля. Второй способ связан с уменьшением времени нахождения ионов в переходных областях либо путем уменьшения их протяженности [2], либо за счет увеличения скорости движения ионов внутри них [3].

**Целью** данной работы является разработка системы ввода ионов в анализатор и вывода из

него, в которой используются квадрупольные ячейки, способные, наряду с квадрупольным поперечным полем, создавать продольное (вдоль оси  $z$ ) однородное электрическое поле [4].

**Распределение потенциала в предлагаемой системе и геометрия электродов.** Распределение потенциала в неискаженном (идеальном) поле, создаваемом в анализаторе ГМС пролетного типа, можно представить в виде [4]:

$$\varphi(x, y, z) = b_x x^2 + b_y y^2 + cz, \quad (1)$$

где коэффициенты  $b_x$ ,  $b_y$  и  $c$  определяются на основе уравнения Лапласа и граничных условий.

Пусть для ГМС типа «монополь» при  $z = 0$   $\varphi(0, y_a, 0) = \varphi_y$ , при  $z = l$   $\varphi(0, y_{al}, 0) = \varphi_y$ , где величины  $y_a$  и  $y_{al}$  – характерные размеры анализатора при  $z = 0$  и  $z = l$  соответственно,  $\varphi_y$  – потенциал гиперболического электрода. В таком случае уравнение (1) с помощью несложных преобразований можно представить в виде:

$$\varphi(x, y, z) = \varphi_y \left[ \frac{1}{y_a^2} (y^2 - x^2) - \frac{z}{l} \left( \frac{y_{al}^2}{y_a^2} - 1 \right) \right].$$

Обозначив  $K_0 = \frac{y_{al}}{y_a}$ , получаем распределение

потенциала в искомом поле:

$$\varphi(x, y, z) = \varphi_y \left[ \frac{y^2 - x^2}{y_a^2} - \frac{z}{l} (K_0^2 - 1) \right]. \quad (2)$$

Уравнение (2) последовательно применим к значениям потенциалов гиперболического ( $\varphi(x, y, z) = \varphi_y$ ) и уголкового ( $\varphi(x, y, z) = 0$ )

электродов и найдем уравнения, описывающие поверхности квадрупольной ячейки, которую можно использовать для построения систем ввода и вывода ионов ГМС пролетного типа:

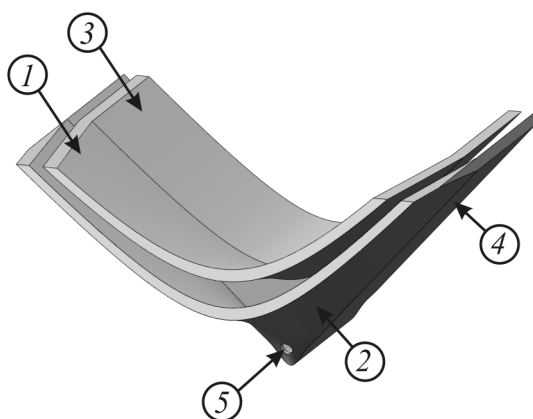
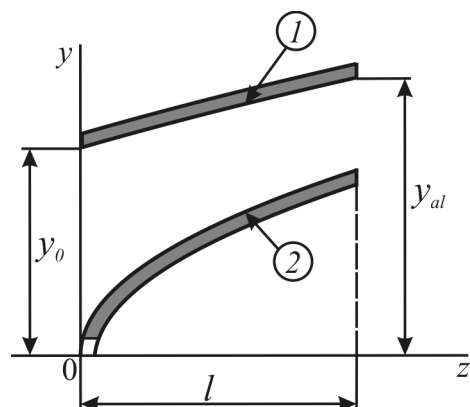


Рисунок 1 – Сечение в плоскости  $y$ - $z$  двухэлектродной квадрупольной ячейки и ее пространственная модель для ГМС типа «монополь»

$$\frac{y^2 - x^2}{y_a^2} = 1 + \frac{z}{l} (K_0^2 - 1), \quad (3)$$

$$\frac{y^2 - x^2}{y_a^2} = \frac{z}{l} (K_0^2 - 1). \quad (4)$$

**Квадрупольная ячейка с продольным однородным полем.** Рисунок 1 демонстрирует пример спроектированной двухэлектродной квадрупольной ячейки для ГМС типа «монополь». На нем показано сечение этой ячейки в плоскости  $y$ - $z$ . Внутренний профиль электрода 1 описывается соотношением (3). Внутренний профиль электрода 2 – соотношением (4). Ниже приведена пространственная модель ячейки в сочетании с частью анализатора ГМС и введены следующие обозначения: 3 – часть гиперболического электрода, с которым соединяется электрод 1; 4 – уголкового электрода, с которым соединяется электрод 2; 5 – отверстие для ввода

(вывода) заряженных частиц. Геометрические параметры представленной ячейки:  $l=30$  мм,  $y_a=6$  мм и  $K_0=2$ . Для «монополя» эта система может быть применена в вышеприведенном виде.

Для ГМС типа фильтр масс и «триполь» представленную систему можно использовать следующим образом. Данные системы мысленно разбиваем по асимптотам на четыре и три части соответственно. Каждая из частей будет представлять собой «монополь», и системы ввода и вывода ионов можно построить из комбинации набора квадрупольных ячеек. При этом электроды 1 будут изготовлены в виде единого моноблока, а электроды 2 останутся в исходном виде. На рисунке 2 приведен пример сечения в плоскости  $y$ - $z$  подобной системы для фильтра масс.

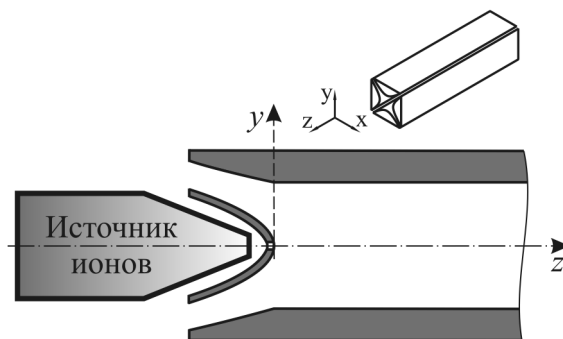


Рисунок 2 – Сечение системы ввода ионов для фильтра масс, построенной на основе квадрупольной ячейки

**Численное моделирование влияния переходной области на захват ионов в фильтре масс.** В качестве примера демонстрации влияния переходной области на процесс захвата заряженных частиц в объеме анализатора и для выявления преимущества предлагаемой системы было проведено моделирование процесса захвата ионов, вводимых в анализатор ГМС типа фильтр масс. Были рассмотрены три случая: ввод ионов в «идеальное» поле анализатора, ввод через отверстие в плоской диафрагме и ввод через аналогичное отверстие в двухэлектродной квадрупольной ячейке. Моделирование проведено при следующих условиях. Координаты рабочей точки ионов на совмещенной диаграмме стабильности, построенной при питании электродов анализатора импульсным радиочастотным напряжением типа «меандр», были приняты равными  $a_1=3,637735$  и  $a_2=2,9254$ . Значения координат  $a_1$  и  $a_2$  определяются соотношениями:

$$a_1^2 = \frac{2eU_1 T_0^2}{m y_a^2}; \quad a_2^2 = \frac{2eU_2 T_0^2}{m y_a^2},$$

где  $U_1$  и  $U_2$  – амплитуды разнополярных импульсов;  $T_0$  – период радиочастотного напряжения;  $e$  и  $m$  – заряд и масса иона соответственно.

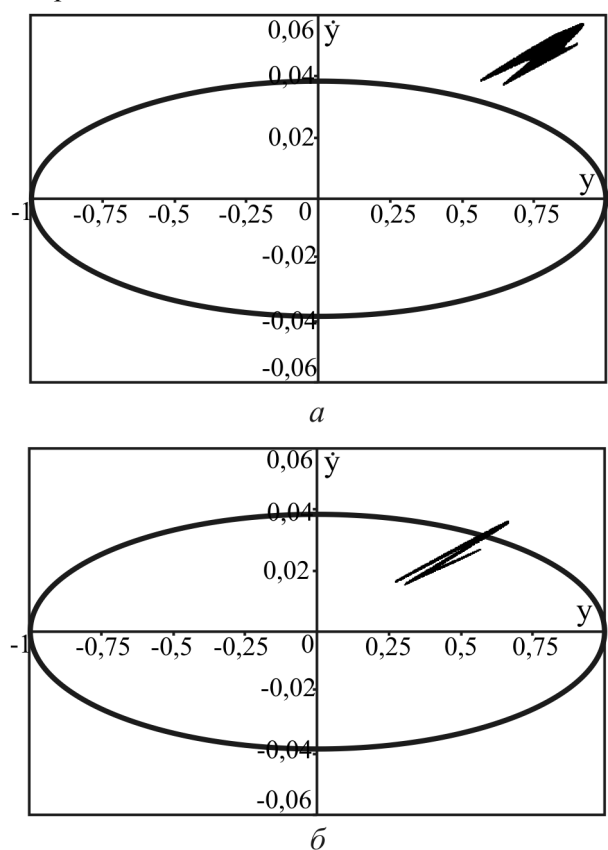
Разрешающая способность для данной рабочей точки, определенная по точкам пересечения рабочей прямой с границами зон диаграммы стабильности, равна 400. Размах радиочастотного напряжения, равный сумме амплитуд импульсов, принят равным 500 В. Геометрические параметры квадрупольной ячейки идентичны приведенным выше и составляют:  $l=30$  мм,  $y_a=6$  мм и  $K_0=2$ . При такой геометрии длина переходной области сокращается в 2,7 раза по отношению к длине области в случае использования плоской диафрагмы. Стоит заметить, что это не является пределом. Уменьшая  $K_0$  и/или увеличивая  $l$ , мы можем и далее сокращать длину переходной области. Однако в каждом конкретном случае предел этого изменения будет определяться размерами отверстия для ввода ионов и/или размерами источника ионов.

Численное моделирование эффективности захвата ионов, вводимых в объем анализатора, осуществлялось следующим образом. В анализатор в течение одного периода ВЧ поля было «введено» 5000 ионов массой 28 а.е.м с начальными координатами, распределенными равномерно по  $y$ -координате в диапазоне от -0,011 до +0,011 отн.ед. Все указанные ионы имели малую поперечную скорость в направлении  $y$ -оси, равную 0,029 отн.ед, что при выбранных условиях соответствует энергии 0,02 эВ (порядка тепловой). Энергия в направлении  $z$ -оси составляла 2,4 эВ. Диапазон начальных координат ионов был выбран на основании условия, что фазовые точки всех «вводимых» ионов независимо от их начальной фазы должны быть внутри области 100 % трансмиссии фильтра масс. По времени «ввод» ионов осуществлялся в течение одного периода радиочастотного напряжения, прикладываемого к электродам анализатора.

На ЭВМ с помощью программы моделирования электромагнитных полей SIMION для всех трех случаев производился расчет траекторий движения ионов до момента времени, равного 8,75 периодов радиочастотного напряжения. Данный промежуток времени был выбран с учетом того, что за это время при заданных условиях ионы, входящие в анализатор в конце периода ввода (т.е. в момент времени, равный одному периоду), через 7,75 периодов переместятся на расстояние вдоль  $z$ -координаты, примерно равное 15 мм. Это расстояние в 2,5

раза больше характерного размера анализатора, и здесь поле можно считать неискаженным. При фазе 8,75 в память ЭВМ записывались значения  $y$ -координаты и скорости ионов. Затем эти значения наносились на фазовую плоскость и производился подсчет числа частиц, находящихся внутри эллипса захвата, характерного для «идеального» квадрупольного поля в данной рабочей точке.

На рисунке 3 показаны фазовые плоскости с обозначенными на них эллипсами захвата ионов при фазе радиочастотного напряжения, равной 0,75 периода, и показаны области расположения фазовых точек ионов (зачерненные области) в момент времени, соответствующий фазе 8,75. На представленном рисунке величины, отложенные на координатных осях, являются нормированными. Координаты нормированы на характерный размер, а скорости – на характерный размер анализатора и период радиочастотного напряжения.



**Рисунок 3 – Эллипсы захвата ионов для фазы 0,75 с нанесенными на них параметрами анализируемых ионов при условиях ввода ионов:**

***a* – ввод через плоскую диафрагму;**

***б* – с использованием квадрупольной ячейкой**

Анализ результатов численного моделирования показывает следующее. Поскольку при вводе фазовые точки ионов располагались в зоне

100 % трансмиссии, то в случае «идеального» поля (при отсутствии переходной области) фазовые точки всех ионов в любой момент времени должны располагаться внутри соответствующего эллипса захвата. Результаты расчетов это полностью подтверждают. Все ионы, вводимые в «идеальное» поле, находятся в пределах эллипса захвата, и, следовательно, все они дойдут до выходного устройства анализатора.

На рисунке 3,а представлен случай, характерный для фильтра масс с системой ввода в виде плоской диафрагмы с отверстием. Видим, что после прохождения переходного поля фазовые точки всех ионов вышли за пределы эллипса захвата. Это значит, что ни один ион из введенных в поле не достигнет выходного устройства. На рисунке 3,б изображен случай использования предлагаемой двухэлектродной квадрупольной ячейки с продольным полем в качестве входного устройства. В этом случае только 8 % от введенного числа ионов оказались потерянными.

**Заключение.** В работе показано, что наличие у ионов, вводимых в объем анализатора, даже небольшой (порядка тепловой) начальной составляющей скорости по  $y$ -оси приводит к их существенным потерям после прохождения входной переходной области. Величина потерь напрямую связана с протяженностью данной

области. Предложено устройство, позволяющее более чем в 2,5 раза сократить длину переходной области по сравнению с длиной области, образующейся при использовании плоских диафрагм. Основу данного устройства составляет двухэлектродная квадрупольная ячейка с однородным продольным полем. Результаты проведенного сравнительного численного моделирования показывают, что применение этой ячейки приводит к снижению влияния составляющей скорости по  $y$ -оси на рост амплитуд колебаний ионов (в рассмотренном случае с двухэлектродной ячейкой амплитуды примерно в 2 раза ниже, чем в случае плоской диафрагмы) и, как следствие, к росту чувствительности ГМС.

#### **Библиографический список**

1. *Brubaker W.M.* Advances in Mass Spectrometry // Elsevier. Amsterdam. Vol. 4. 1968. p. 293.
2. *Дубков М.В.* Исследование особенностей работы квадрупольного фильтра масс и разработка анализаторов с тонкостенными гиперболическими электродами // Дис. канд. техн. наук. Рязань. 1997. 223 с.
3. *Кузьмин А.Ф.* Улучшение характеристик аналитического квадрупольного масс-анализатора при работе с ионами низких энергий без применения предфильтров // Научное приборостроение. 2011. Т. 21. № 4. С. 60-64.
4. *Шеретов Э.П.* Гиперboloидные масс-спектрометры // ИКА. 1980. Вып. 11-12. С. 29-43.