

## ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.387.322

**В.А. Коротченко, В.И. Соловьев, Ж.В. Солотенкова**

### ДИНАМИКА РАЗМЫКАНИЯ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫХ КОНТАКТОВ ПРИ РАЗРЫВЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

*Разработана компьютерная модель процесса размыкания магнитоуправляемых контактов при разрыве электрического тока. На примере геркона МКА-14103 получены временные зависимости координаты контакт-детали, силы электрического притяжения контактов, напряжения, автоэлектронного тока и обусловленной им энергии, выделяющейся на положительном электроде. Показано, что электрическая сила при малых (до 0,1 мкм) значениях зазора и напряжении 200 В вызывает серию повторных замыканий контактов в течение примерно 100 мкс, и что энергия, обусловленная автоэлектронным током, может являться одной из причин эрозии контактов. Возникновение повторных замыканий подтверждено экспериментально.*

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

**Введение.** Коммутация электрических напряжений и тока магнитоуправляемыми контактами (герконами) широко используется в технике [1–3]. В процессе совершенствования герконов решаются задачи увеличения гарантированного числа срабатываний при повышенной мощности электрических цепей, уменьшения влияния переходных процессов, улучшения эксплуатационных характеристик, снижения стоимости изделий [4, 5]. Решение задач требует проведения углубленных исследований физических процессов, сопровождающих работу приборов.

К числу таких процессов относятся электрическое притяжение контактов и автоэлектронная эмиссия, влиянию которых не уделено достаточное внимание. Процессы объединяет то, что они проявляются при высоких (более  $10^8$  В/м) значениях напряженности электрического поля, которые в коммутирующих элементах принципиально возможны при любом напряжении, поскольку межэлектродное расстояние в ходе замыкания или размыкания контактов может быть сколь угодно малым. В наших предыдущих исследованиях показано, что электрическая сила способна приводить к повторным замыканиям размыкающихся контактов в предположении быстрого роста межэлектродного напряжения [6]. Предположение нуждается в проверке, так

как автоэлектронная эмиссия может замедлить рост напряжения, и электрическое притяжение окажется несущественным.

В настоящей работе исследовалась динамика размыкания магнитоуправляемых контактов с учетом электрического притяжения электродов и тока автоэлектронной эмиссии. Цель работы – получение временных зависимостей параметров процесса размыкания контактов.

**Физико-математическая основа компьютерной модели.** Основные математические соотношения, описывающие механизм действия герконов, взяты из работ [7 – 11]. Движение контакт-деталей определяется уравнением:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = m \frac{dv}{dt} = F_S = F_U - F_M - F_E, \quad (1)$$

где  $m$  – приведенная масса контакт-детали (КД);  $x$  – координата массы, отсчитываемая от границы раздела замкнутых КД (в замкнутом состоянии  $x = 0$ );  $t$  – время;  $v$  – скорость;  $F_S$  – суммарная сила, действующая на массу;  $F_U$ ,  $F_M$  и  $F_E$  – упругая, магнитная и электрическая составляющие силы.

Упругая сила, размыкающая контакты, уменьшается с увеличением координаты  $x$  в соответствии с формулами:

$$F_U = C(\delta/2 - x); \quad (2)$$

$$C = b E_U (h/l)^3 / 8,$$

где  $C$  – жесткость КД;  $\delta$  – межконтактный зазор в выключенном состоянии геркона;  $E_U$  – модуль упругости материала КД;  $b$ ,  $h$  и  $l$  – ширина, толщина и длина КД внутри геркона.

Магнитная сила  $F_M$  в замкнутом состоянии прибора превышает силу упругости для обеспечения определенного сжатия контактов. После выключения напряжения питания управляющей катушки она уменьшается с течением времени по экспоненциальному закону:

$$F_M = c_0 C(\delta/2) \exp(-2t/\tau), \quad (3)$$

где  $\tau$  – постоянная времени разряда индуктивности ( $\tau = L_K / R_K$ , где  $L_K$  и  $R_K$  – индуктивность и сопротивление управляющей катушки);  $c_0$  – коэффициент, определяющий магнитную силу в момент размыкания контактов относительно силы упругости. Множитель «2» в показателе экспоненты отражает квадратичную зависимость силы от тока катушки. Приблизительно полагалось, что магнитная сила не зависит от координаты  $x$ , которая на начальном этапе размыкания контактов много меньше межконтактного зазора  $\delta$ .

Электрическая сила  $F_E$  определялась с приближенным учетом шероховатости КД, имеющей важное значение в области малых (доли мкм) межэлектродных расстояний. Полагалось, что контакты замыкаются лишь на вершине микровыступа. При расхождении КД электродная система эквивалентна двум параллельно соединенным конденсаторам, в каждом из которых действует своя электрическая сила, пропорциональная площади обкладок и квадрату напряженности электрического поля. Сумма этих сил равна результирующей электрической силе притяжения контактов:

$$F_E = (\varepsilon_0 (S_K - S_H) E_K^2 + \varepsilon_0 S_H E_H^2) / 2; \quad (4)$$

$$E_K = U / (H + 2x), \quad E_H = U / (2x),$$

где  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м (диэлектрическая постоянная);  $S_K$  – площадь перекрытия КД (произведение перекрытия  $a$  на ширину  $b$ );  $S_H$  – площадь вершины микровыступа;  $E_K$  и  $E_H$  – значения напряженности электрического поля в зазоре и на вершине микровыступа;  $U$  – напряжение между КД;  $H$  – высота микровыступа. Коэффициент «2» в соотношениях (4) учитывает одновременное перемещение обеих КД в противоположных направлениях.

Аналогичным образом определялась величина межконтактной емкости  $C_K$ :

$$C_K = \varepsilon_0 \frac{(S_K - S_H)}{H + 2x} + \varepsilon_0 \frac{S_H}{2x}. \quad (5)$$

Суммарная емкость  $C_S$  рассчитывалась с учетом паразитной емкости  $C_0$ :

$$C_S = C_0 + C_K. \quad (6)$$

Важно отметить, что соотношения (4) – (6) справедливы лишь в том случае, когда координата  $x$  превышает некоторое определенное расстояние  $x_0$ , соответствующее реальному размыканию контактов (предположительно – несколько атомных размеров). В противном случае между контактами не может возникнуть напряжение, и сила электрического притяжения равна нулю.

Напряжение  $U$ , определяющее электрическую силу в соответствии с формулами (4), увеличивается с течением времени в результате заряда емкости  $C_S$  током от источника питания:

$$I_0 = (U_0 - U) / R_0, \quad (7)$$

где  $I_0$  и  $U_0$  – ток и напряжение источника питания;  $R_0$  – сопротивление нагрузки.

Одновременно емкость разряжается автоэмиссионным током между КД, который определяется следующими соотношениями [12]:

$$I_E = A E_H^2 S_H \exp\left[-\frac{B\theta(y)}{E_H}\right]; \quad (8)$$

$$A = 1.54 \cdot 10^{-6} / e\varphi; \quad (9)$$

$$B = 6.83 \cdot 10^9 \sqrt{(e\varphi)^3}; \quad (10)$$

$$\theta(y) = 1 - y^{1.7}; \quad (11)$$

$$y = 3.79 \cdot 10^{-5} \sqrt{E_H} / e\varphi, \quad (12)$$

где  $I_E$  – ток автоэлектронной эмиссии в области микровыступа;  $y$  и  $\theta(y)$  – аргумент и функция Нордгейма;  $e\varphi$  – работа выхода автоэммитера (все единицы в системе СИ,  $e\varphi$  – в эВ). Автоэлектронный ток между КД вне области микровыступа не учитывался, поскольку в соответствии с формулами (4)  $E_K \ll E_H$  при малых значениях координаты  $x$ . Соотношение (12) – аппроксимация табличных данных.

Из представленных соотношений следует сравнительно сложная связь напряжения  $U$  с током источника  $I_0$  и током автоэлектронной эмиссии  $I_E$ : первый заряжает конденсатор  $C_S$ , а второй разряжает его и определяется величиной напряжения. В этих условиях на каждом временном шаге расчета координаты  $x$  значение напряжения подбиралось (с заданной точностью) из условия его равенства напряжению, до которого разность токов ( $I_0 - I_E$ ) 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 (5).

Подстановка значений упругой, магнитной и электрической сил в уравнение (1) позволяет получить зависимость координаты  $x$  (или межконтактного зазора  $2x$ ) от времени. Однако следует учитывать, что суммарная сила  $F_S$  в уравнении (1) при больших значениях электрической силы  $F_E$  может изменить знак, и координата  $x$  на некотором шаге численного решения уравнения может стать отрицательной. Физически это означает повторное замыкание КД. В разработанной модели предполагается упругое отражение КД при столкновении: знак скорости движения приведенной массы изменяется на противоположный, а значение координаты  $x$  обнуляется.

**Численная реализация модели.** С использованием обозначений, принятых в разделе 1, при начальных условиях:

$$t = 0; \quad x^i = 0; \quad v^i = 0; \quad U^i = 0;$$

$$E_K^i = 0; \quad E_H^i = 0; \quad I_E^i = 0; \quad W^i = 0,$$

уравнения (1) – (12) в конечно-разностном виде записываются следующим образом:

$$F_U^{i+1} = C(\delta/2 - x^i);$$

$$F_M^{i+1} = c_0 C(\delta/2) \exp(-2t^i/\tau);$$

$$E_K^{i+1} = U^i/(H + 2x^i), \quad E_H^{i+1} = U^i/(2x^i);$$

$$F_E^{i+1} = \begin{cases} 0, & x^{i+1} < x_0 \\ \varepsilon_0 (S_K - S_H)(E_K^{i+1})^2/2 + \\ + \varepsilon_0 S_H (E_H^{i+1})^2/2, & x^{i+1} \geq x_0; \end{cases}$$

$$F_S^{i+1} = F_U^{i+1} - F_M^{i+1} - F_E^{i+1};$$

$$v^{i+1} = v^i + (F_S^{i+1}/m)\Delta t;$$

$$x^{i+1} = x^i + v^{i+1}\Delta t;$$

$$C_K^{i+1} = C_0 + \varepsilon_0 [S_H/(2x^{i+1}) + (S_K - S_H)/(H + 2x^{i+1})];$$

$$\Delta C_K^{i+1} = C_K^i - C_K^{i+1};$$

$$W^{i+1} = W^i + U^i I_E^i \Delta t,$$

где  $i$  – номер шага расчета (1000 – 5000),  $\Delta t$  – шаг расчета по времени (20 нс – 0,5 мкс);  $W^i$  – энергия, выделяющаяся за счет автоэмиссионного тока.

Система уравнений, которая обеспечивает подбор напряжения  $U^i$ , определяющего элект-

рическую силу и ток автоэлектронной эмиссии, представляется в следующем конечно-разностном виде ( $U^j = U_{00}$  при  $j = 0$ ;  $U_{00} = 0,001$  В):

$$U^{j+1} = U^j + \Delta U; \quad E_H^{j+1} = U^{j+1}/(2x^j);$$

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

$$I_E^{j+1} = A_E (E_H^{j+1})^2 S_H \exp(-B_E \theta_y^{j+1}/E_H^{j+1});$$

$$\begin{cases} U_C^{j+1} = U_C^j + \Delta U_C, \\ \Delta U_C = [(U_0 - U^{j+1})/R - I_E^{j+1}]\Delta t - U^j \Delta C_K^{i+1} / C_K^{i+1}; \end{cases}$$

$$U^i = U^{j+1} \quad \text{при} \quad 1 < U_C^{j+1}/U^{j+1} < 1.005,$$

где  $j$  – номер шага подбора напряжения,  $\Delta U$  – шаг по напряжению (дробится при подборе).

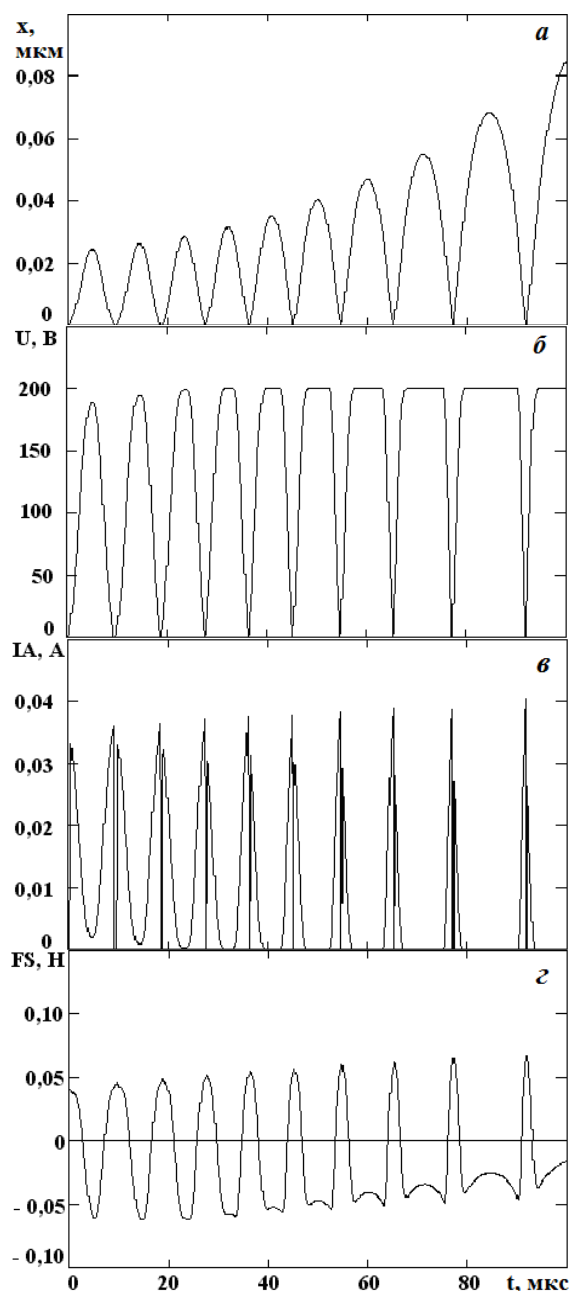
**Результаты моделирования.** С помощью разработанной компьютерной модели в качестве примера исследовалась динамика размыкания контактов геркона типа МКА–14103. В расчеты в соответствии с принятыми обозначениями были заложены следующие значения параметров: приведенная масса КД  $m=0,011$  г; зазор между разомкнутыми контактами  $\delta=20$  мкм; модуль упругости материала электродов  $E_U=1,4 \cdot 10^{11}$  Н/м; ширина КД  $b=1$  мм; её толщина  $h=0,31$  мм; длина КД внутри геркона  $l=4$  мм; перекрытие КД  $a=0,5$  мм; высота микровыступа  $H=0,7$  мкм; площадь его вершины  $S_H=25$  мкм<sup>2</sup>; работа выхода автоэммиттера  $e\varphi=4,5$  эВ; минимальное расстояние разрыва контактов  $x_0=5 \cdot 10^{-10}$  м; коэффициент  $c_0=0,5$ .

Параметры электрической цепи: напряжение источника  $U_0=200$  В (электропрочность изоляции геркона МКА-14103 – 250 В); сопротивление нагрузки  $R_0=5,6$  кОм; паразитная емкость  $C_0=50$  пФ; индуктивность катушки  $L_K=0,15$  Гн; её сопротивление  $R_K=870$  Ом. Характерные значения временного диапазона 100 – 500 мкс, временного шага 0,1 – 0,5 мкс, погрешность подбора напряжения 0,5 %.

Одним из основных результатов моделирования (рисунки 1–3) является подтверждение возможности периодических повторных замыканий контактов ( $x=0$ ) под действием электрической силы (9 замыканий на рисунке 1, а). Напряжение между контактами соответственно уменьшается до нуля в результате разряда емкости автоэлектронным током (рисунки 1, б и 1, в). Максимумы тока наблюдаются при пониженном напряжении, а необходимая напряженность электрического поля обеспечивается значительным (до 0,01 мкм) уменьшением зазора.

Изменения суммарной силы (рисунок 1, г), действующей на приведенную массу КД (разность  $F_U - F_M - F_E$ ), определяются в основном

изменениями электрической силы, поскольку упругая сила на рассматриваемом отрезке времени уменьшается незначительно, а магнитная сила уменьшается по экспоненте сравнительно медленно (в 2 раза от уровня  $0,5 F_U$ ).



**Рисунок 1 – Временные зависимости координаты приведенной массы контакт-детали (а), напряжения (б), автоэлектронного тока (в) и результирующей силы (г)**

Интересно, что с течением времени значительно увеличивается продолжительность действия замыкающей силы (отрицательные области на рисунке). Эффект объясняется увеличением начальной положительной скорости массы при упругих ударах в моменты замыкания контактов.

Энергия ударов накапливается с течением времени, что ведет к увеличению максимальных

значений координаты  $x$  ( $0,025$  мкм при  $t=5$  мкс и  $0,085$  мкм при  $t=100$  мкс на рисунке 1, а). По той же причине значительно (почти в 3 раза) увеличивается время между двумя повторными замыканиями. Этому также способствует уменьшение магнитной силы за счет снижения тока в управляющей катушке.

Временные зависимости параметров процесса для более длительного (до 500 мкс) времени представлены на рисунке 2, из которого следует, что координата массы растет до 10 мкм (половина зазора  $\delta$ ) за время около 200 мкс. Упругая сила становится равной нулю и затем изменяет направление (рисунок 2, г), но масса продолжает движение за счет накопленной кинетической энергии, и координата достигает максимального значения около 18 мкм. При отсутствии электрической и магнитной сил максимум координаты должен составлять 20 мкм (без учета потерь на изгиб контакт детали).

После достижения максимума координата массы уменьшается, но её минимальное значение (около 2 мкм при 360 мкс) не достигает нулевого уровня. Период возникающих колебаний составляет около 250 мкс, что соответствует паспортному значению резонансной частоты геркона МКА-14103 (4 кГц) и подтверждает достоверность результатов моделирования.

Рисунки 2, б и 2, в показывают, что после 100 мкс от начала размыкания контактов их периодические замыкания под действием электрической силы прекращаются. Это происходит в результате увеличения межэлектродного расстояния (свыше 1 мкм) и соответствующего уменьшения напряженности электрического поля, от которой зависят сила притяжения контактов и автоэлектронная эмиссия.

Одним из полезных свойств разработанной компьютерной модели является возможность оценки энергии, выделяющейся на аноде за счет автоэмиссионного тока (рисунок 3).

Из рисунка 3 следует, что в рассмотренном случае энергия достигает значения 60 мкДж. Приближительная оценка показывает, что такая энергия достаточна для нагрева, плавления и испарения сравнительно большого количества материала КД (порядка  $930$  мкм<sup>3</sup>, что соответствует полусфере с радиусом 7,6 мкм). После  $10^6$  срабатываний радиус полусферы должен увеличиться до 760 мкм. Эта величина приблизительно соответствует экспериментальным значениям размеров углублений, образующихся на положительном электроде промежутка после длительной работы геркона. Следовательно, выделение энергии за счет автоэлектронного тока может быть одной из

причин эрозии контактов. При расчетах значения теплоемкости, теплоты плавления и теплоты испарения взяты для никеля, входящего в состав материала КД [13].

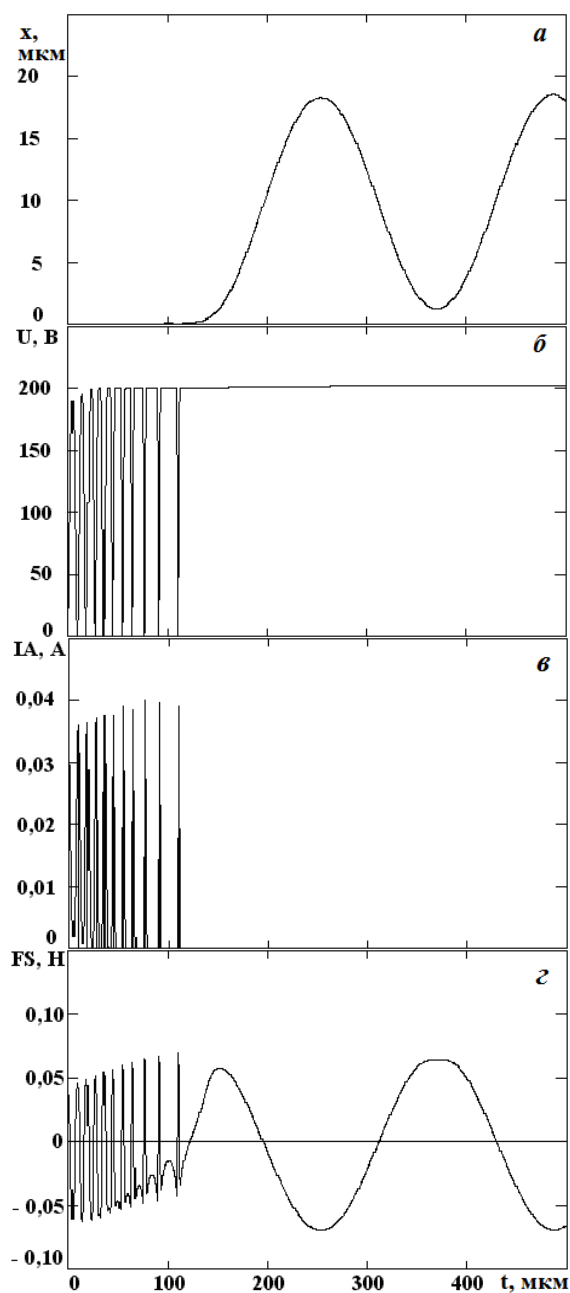


Рисунок 2 – Временные зависимости координаты приведенной массы контакт-детали (а), напряжения (б), автоэлектронного тока (в) и результирующей силы (г)

**Экспериментальная часть.** Основной целью экспериментов являлась проверка правильности наиболее существенного результата компьютерного моделирования – установления возможности серии повторных замыканий контактов под действием силы электрического притяжения. Проверка осуществлялась сопоставлением осциллограмм напряжения на герконе при размыкании его контактов с расчетной

временной зависимостью напряжения, представленной на рисунке 2, б.

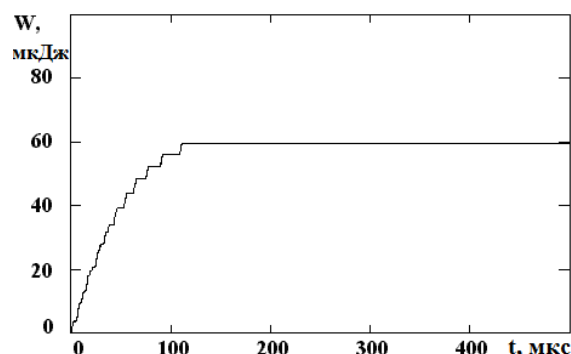


Рисунок 3 – Временная зависимость энергии, выделяющейся за счет автоэлектронного тока

Электрическая схема экспериментального устройства представлена на рисунке 4. Геркон V (МКА-14103), размещенный в стандартной управляющей катушке L (число витков 5000, индуктивность, измеренная при разомкнутых контактах геркона, 0,15 Гн), соединялся с источником постоянного напряжения БП ( $U_0$ ) через сопротивление R (5,6 кОм). На катушку от генератора импульсов ГИ (Г5-63) подавались одиночные прямоугольные импульсы напряжения 10 В длительностью 0,3 мс.

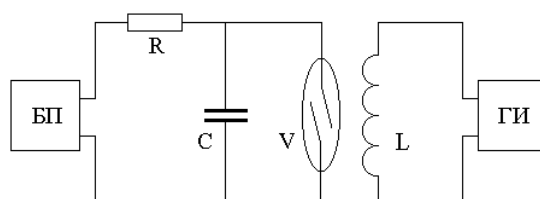
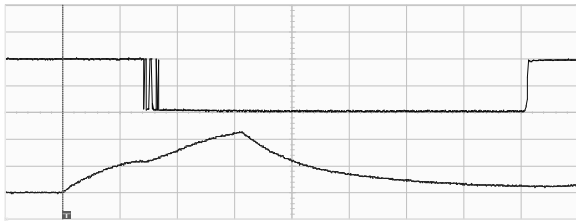


Рисунок 4 – Схема измерений: БП – блок питания, R – резистор, C – паразитная емкость, V – геркон, L – управляющая катушка, ГИ – генератор импульсов

Изменения напряжения на герконе и токов в цепях катушки и геркона 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). Импульсы токов снимались с шунта, включаемого в цепь катушки или геркона. Сопротивление шунта составляло 50 Ом, что обеспечивало его согласование с сопротивлением кабеля.

На рисунке 5 представлены осциллограммы напряжения и тока управляющей катушки при малом (1 В) напряжении источника питания, предположительно недостаточном для существенного влияния электрического притяжения контактов. Из рисунка видно, что контакты замыкаются через 130 мкс после подачи импульса напряжения на катушку, когда её ток возрастает до 4 мА. Заметим, что в режиме

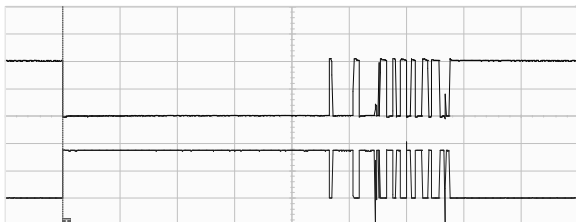
постоянного напряжения контакты замыкаются при токе около 3 мА. Обращает также на себя внимание заметное изменение скорости нарастания тока катушки после замыкания контактов, что, вероятно, обусловлено изменением её индуктивности. Замыкание геркона сопровождается серией бросков напряжения, которые обычно считаются проявлением механического «дребезга» контактов (ряда их упругих отражений после первого замыкания).



**Рисунок 5 – Осциллограммы напряжения на герконе (вверху) и тока управляющей катушки. Цена делений: 0,5 В; 4 мА; 100 мкс**

Контакты размыкаются через 500 мкс после окончания импульса напряжения на катушке. К моменту размыкания ток катушки уменьшается до 1 мА. Напряжение на герконе после размыкания быстро (единицы мкс) увеличивается до 1 В. Броски напряжения при этом не наблюдаются. Аналогичные осциллограммы получены при напряжении источника питания  $U_0 < 50$  В.

Повышение напряжения источника до 200 В приводит к появлению серии бросков напряжения на герконе и тока в его цепи при размыкании контактов (рисунок 6), что свидетельствует о возникновении повторных замыканий контактов.



**Рисунок 6 – Осциллограммы напряжения (вверху) и тока геркона при напряжении источника  $U_0=200$  В. Цена делений: 100 В; 20 мА; 100 мкс**

Осциллограмма напряжения на рисунке 6 соответствует в основном результатам расчета (рисунок 2, б). Заметные различия расчетных и экспериментальных данных (количество повторных замыканий, периодичность их повторения, общая продолжительность серии замыканий) связаны как с приближенностью разработанной компьютерной модели, так и с существенным разбросом результатов измерений для одного или нескольких образцов герконов. Вероятной причиной разброса, а также отсутствия определенной закономерности следования бросков

напряжения является изменение микрорельефа контактирующих поверхностей после каждого замыкания в результате соударений электродов или за счет выделения электрической мощности при возникновении автоэмиссионного тока.

#### **Основные результаты.**

- Разработана компьютерная модель процесса размыкания магнитоуправляемых контактов при разрыве электрического тока, в которой уравнение движения приведенной массы контакт-детали решается с учетом зависимости силы электрического притяжения от координаты движения, напряжения на промежутке, тока заряда межконтактной емкости от источника питания и током её разряда за счет автоэлектронной эмиссии.

- С помощью модели для геркона МКА-14103 получена зависимость координаты приведенной массы (1 нм – 20 мкм) от времени (1 – 500 мкс), а также временные зависимости напряжения, тока автоэлектронной эмиссии и суммарной силы, определяющей движение массы. Показано, что в процессе выключения геркона электрическая сила приводит к возникновению серии повторных замыканий контактов с соответствующими бросками напряжения и тока.

- Произведена оценка энергии, выделяющейся за счет тока автоэлектронной эмиссии в серии повторных замыканий контактов под действием электрической силы их притяжения. Установлено, что энергия сравнительно велика (около 60 мкДж) и достаточна для нагрева, плавления и испарения полусферы материала анода с радиусом 7,6 мкм, что подтверждает возможность эрозии контактов за счет энергии, выделяющейся в результате действия автоэмиссионного тока.

- Достоверность результатов моделирования подтверждена экспериментальными осциллограммами напряжения и тока для геркона МКА-14103.

С помощью разработанной модели планируется исследовать динамику размыкания магнитоуправляемых контактов в зависимости от значений напряжения, разрываемого тока, емкости между контактами, микрорельефа контактирующих поверхностей, работы выхода электронов и других параметров процесса.

#### **Библиографический список**

1. Карабанов С. М. ОАО «РЗМКП» на мировом рынке // Сборник трудов второй международной научно-практической конференции «Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе. 1 – 3 октября 2008 г. Под ред. д.т.н. С.М. Карабанова. – Рязань: Изд. ООО «Полиграф», 2009. С. 3 – 7.

2. Майзельс Р.М. Герконы. Перспективы приме-

нения. Новые разработки ОАО «РЗМКП» // Сборник трудов первой международной научно-практической конференции «Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе». 11 – 14 октября 2005 г. Под ред. д.т.н. С.М. Карабанова. – Рязань: Изд. ООО «Поверенный», 2006. С. 3 – 14.

3. Сажин Б.Н., Семин Е.В. Мировой рынок герконов // Сборник трудов первой международной научно-практической конференции «Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе». 11 – 14 октября 2005 г. Под ред. д.т.н. С.М. Карабанова. – Рязань: Изд. ООО «Поверенный», 2006. С. 29 – 35.

4. Зельцер И.А., Карабанов С.М., Майзельс Р.М., Саблин В.А. Исследование и разработка методов модификации поверхности герметизированных магнитоуправляемых контактов // Сборник трудов второй международной научно-практической конференции «Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе». 1 – 3 октября 2008 г. Под ред. д.т.н. С.М. Карабанова. – Рязань: Изд. ООО «Полиграф», 2009. С. 184 – 207.

5. Карабанов С. М., Локитанова О.Г., Шишкина Л.В. Электролитические покрытия контактных систем с применением барьерных слоев на основе сплавов медь-никель, кобальт-вольфрам и никель-молибден // Научно-технический журнал «Вестник

РГРТУ». Рязань: РГРТУ, 2009. Выпуск 29. С. 85 – 88.

6. Коротченко В.А., Соловьев В.И., Солотенкова Ж.В. Роль электрического притяжения магнитоуправляемых контактов в механизме их автоколебаний // «Электроника»: межвузовский сборник. Рязань: РГРТУ, 2010. С. 84 – 90.

7. Буль Б.К., Шоффа В.Н., Умеренков А.С. Учебное пособие по курсу «Электромеханические аппараты автоматики» - М.: МЭИ, 1978. – 48 с.

8. Харазов К.И. Переключатели с магнитоуправляемыми контактами. – М.: Энергия, 1978. – 81 с.

9. Коробков Ю.С. Расчет магнитоуправляемых контактов: учебное пособие по курсу «Электромеханические аппараты автоматики» - М.: МЭИ, 1982. – 64 с.

10. Шварц М.А. К инженерной методике определения времени вибрационных колебаний контактов // Герметизированные магнитоуправляемые контакты (герконы). Межвузовский сборник. Рязань: РРТИ. Вып. 2. 1976. С. 11 – 19.

11. Хоменко М.А. К вопросу коэффициента возврата герконов. Электронная промышленность. № 4. 2003. С. 28 – 37.

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

13. Эне В. Технология электровакуумных материалов. Том 1. М., Л.: Госэнергоиздат, 1962. – 632 с.

УДК 621.384.8

*М.В. Дубков, Б.И. Колотилин, А.В. Николаев*

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В АНАЛИЗАТОРЕ КВАДРУПОЛЬНОГО ФИЛЬТРА МАСС НА УСЛОВИЯ СОРТИРОВКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

*Рассмотрены особенности изменения формы электродов анализатора квадрупольного фильтра масс при наличии нелинейных искажений, описываемых различными коэффициентами разложения потенциала электрического поля в степенной ряд. Показано влияние нелинейных искажений на форму массового пика.*

**Ключевые слова:** *нелинейные искажения, квадрупольный фильтр масс, гиперболоидные масс-спектрометры.*

**Введение.** В настоящее время потребность в масс-спектрометрических приборах весьма высока, причём в зависимости от области применения масс-спектрометры должны удовлетворять самым различным требованиям: высоким аналитическим характеристикам, компактности, низкой цене, способности работать в нестандартных условиях и др. Практика показала, что в наибольшей степени этим требованиям удовлетворяют гиперболоидные масс-спектрометры (ГМС), в частности квадрупольный фильтр масс. Однако при работе с подобными приборами

приходится сталкиваться с множеством проблем, связанных с неточностью изготовления и сборки датчика анализатора. Использование квадрупольного фильтра масс в различных условиях, а именно в космических исследованиях и в приборах для контроля состояния окружающей среды, ставит задачу всестороннего изучения его свойств.

Эффективная работа любого гиперболоидного масс-спектрометра, таких как монополя, квадрупольного фильтра масс, трехмерной ионной ловушки, связана с необходимостью созда-

ния электрического поля с квадратичной зависимостью потенциала от координат. Эквипотенциали такого поля имеют вид бесконечных гипербол. Однако практическая реализация приборов не позволяет этого сделать.

Электроды датчиков гиперболических масс-спектрометров являются ограниченными в пространстве. Кроме того, реальные электроды не являются идеальными с точки зрения профиля, а изготавливаются с определенными погрешностями, которые полностью не устранимы [1].

Это приводит к тому, что в анализаторах датчиков гиперболических масс-спектрометров распределение потенциала отличается от квадратичного, то есть от идеального. В общем случае возможно появление различного типа искажений электродной системы квадрупольного фильтра масс.

Отличие реального распределения потенциала от идеального определяет наличие нелинейных искажений поля в электродной системе масс-спектрометра. Реальное распределение потенциала в объеме анализатора как квадрупольного фильтра масс, так и любого другого гиперболического масс-спектрометра можно восстановить, если известен профиль электродной системы, используемой в реальном приборе.

**Цель данной работы** - исследование и учет влияния нелинейных искажений поля на условия сортировки заряженных частиц, что может позволить оптимальным образом построить структуру квадрупольного фильтра масс.

**Методика расчета формы электродов и массового пика при наличии нелинейных искажений электрического поля.** Если предположить, что вдоль оси анализатора потенциал постоянен, то есть  $\varphi \neq f(z)$ , то по координатам  $x$  и  $y$  в общем случае его распределение можно представить в виде степенного ряда:

$$\varphi(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} x^m y^n. \quad (1)$$

С учетом условия удовлетворения уравнению Лапласа разложение потенциала в степенной ряд удобно представить в виде

$$\begin{aligned} \varphi(x, y) = & \sum_{n=1}^{\infty} [a_{2n} \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k (2n)!}{(2n-2k)!(2k)!} x^{2(n-k)} y^{2k} + \\ & + b_{2n} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(-1)^k (2n-1)!}{(2n-(2k+1))!(2k+1)!} x^{2(n-k)-1} y^{2k+1} + \\ & + c_{2n+1} \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k (2n+1)!}{(2n+1-2k)!(2k)!} x^{2k} y^{2(n-k)+1} + \\ & + d_{2n+1} \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k (2n+1)!}{(2n+1-2k)!(2k)!} x^{2(n-k)+1} y^{2k}]. \end{aligned} \quad (2)$$

В этом случае коэффициенты  $a_{2n}$  и  $b_{2n}$  объединяют в себе члены ряда с четными степенями  $x$  и  $y$ , а  $c_{2n+1}$  и  $d_{2n+1}$  – члены с нечетными степенями [2].

После нормировки уравнения движения по размерам масс-анализатора и по периоду ВЧ напряжения коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  можно использовать как характеристики нелинейных искажений. При этом члены разложения, имеющие порядок более второго, отражают нелинейные искажения электрического поля в анализаторе.

Рассматривая выражение (2), можно показать, что каждый из коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  может присутствовать в распределении потенциала при некотором отклонении формы электродов от идеальной. Идеальной формой электродов для квадрупольного фильтра масс является гиперболический цилиндр, профиль которого описывается выражением

$$x^2 - y^2 = \pm a^2, \quad (3)$$

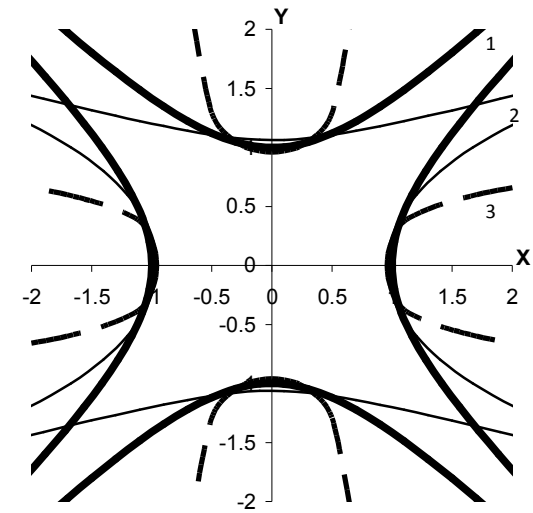
где  $a$  – константа, зависящая от размеров электродной системы и напряжения на электродах.

Для электродов негиперболической формы любой электродный профиль может быть определен с помощью коэффициента или сочетания коэффициентов в распределении (2). Для того чтобы определить, какую именно конфигурацию электродов описывает тот или иной коэффициент, были проведены расчёты электродного профиля. Используя заданное распределение потенциала, поверхности электродов рассчитывали по методу Больцано как эквипотенциальные поверхности потенциала  $\pm U$ .

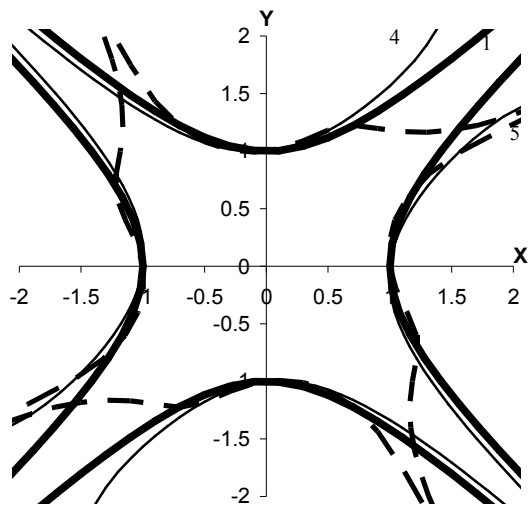
Для решения уравнения движения заряженных частиц и расчета формы массового пика в данной работе использовался метод Рунге-Кутты. В данной работе было проведено исследование влияния различных нелинейных искажений на форму массового пика в случае применения импульсного сигнала типа «меандр». Расчеты проводились для коэффициентов с номерами не более 10, так как нелинейные искажения более высоких порядков оказывают существенное влияние на условия захвата заряженных частиц только при достаточно больших абсолютных значениях соответствующих коэффициентов, а на практике такие искажения не возникают.

**Результаты расчетов.** Были проведены расчёты, показывающие, как меняются форма электродов и вид массового пика при появлении в распределении потенциала коэффициентов  $a$ ,  $b$  и  $c$ . Коэффициенты  $d$  в рассмотрение не приводятся, поскольку, анализируя выражение (2), легко видеть, что коэффициенты  $c$  и  $d$  практиче-

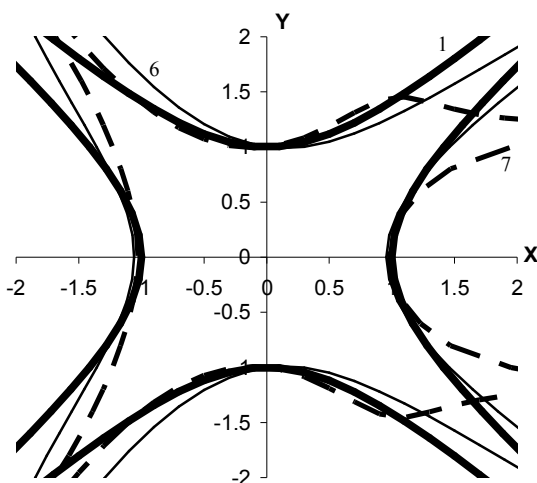




а

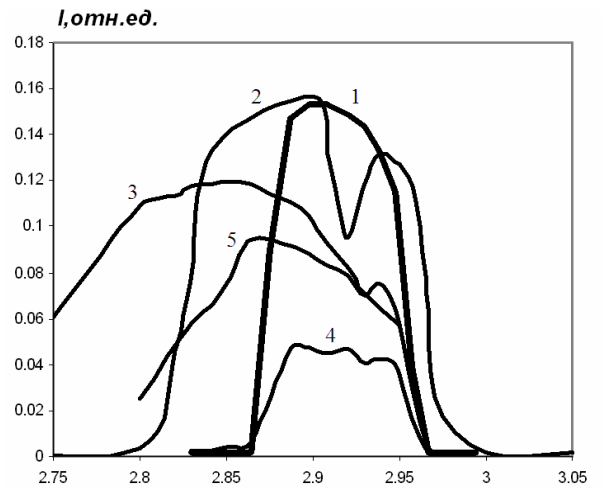


б

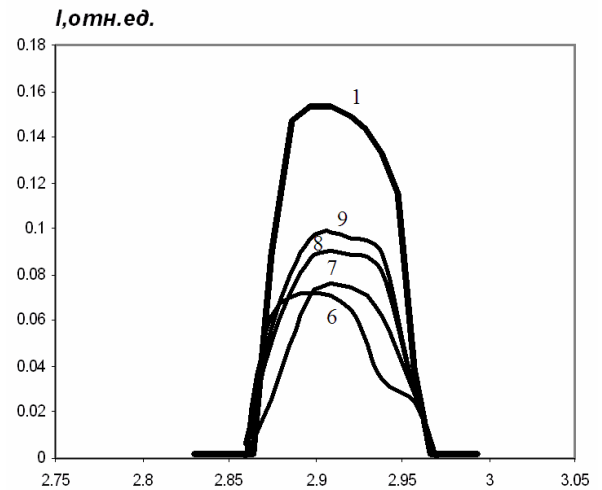


в

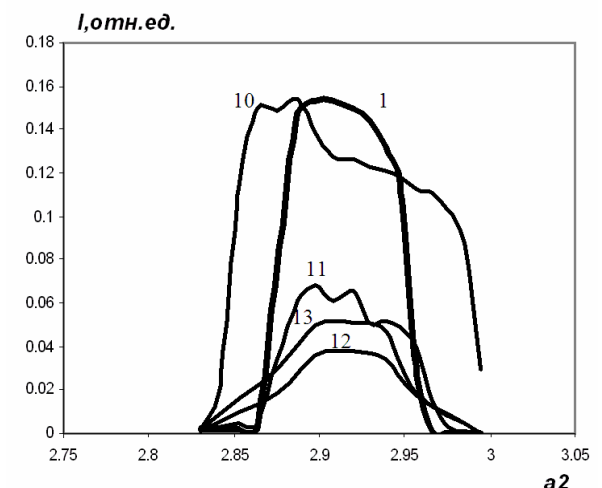
Рисунок 1 – Зависимость формы электродов от величины коэффициентов разложения потенциала в степенной ряд:  
 (1) – искажений нет; (2) –  $a_4=0,1$ ; (3) –  $a_6=0,1$ ; (4) –  $b_4=0,2$ ; (5) –  $b_6=0,3$ ; (6) –  $c_3=0,1$ ; (7) –  $c_5=0,05$



а



б



в

Рисунок 2 – Зависимость формы массового пика от величины коэффициентов разложения потенциала в степенной ряд:  
 (1) – искажений нет; (2) –  $a_4=0,01$ ; (3) –  $a_6=0,04$ ; (4) –  $a_8=0,1$ ; (5) –  $a_{10}=0,1$ ; (6) –  $b_4=0,5$ ; (7) –  $b_6=0,5$ ; (8) –  $b_8=0,5$ ; (9) –  $b_{10}=0,5$ ; (10) –  $c_3=0,1$ ; (11) –  $c_5=0,1$ ; (12) –  $c_7=0,5$ ; (13) –  $c_9=0,5$

ски аналогичны и переходят друг в друга при повороте системы координат на  $90^\circ$ . В данном случае интенсивность ионного потока, прошедшего через анализатор, была нормирована на максимальную интенсивность ионного потока. Расчеты показали, что наличие нелинейных членов в разложении потенциала в степенной ряд существенным образом изменяет форму массового пика.

На рисунке 1 приведены некоторые характерные формы электродов квадрупольного фильтра масс при отсутствии и наличии различного рода искажений в разложении потенциала в степенной ряд, а на рисунке 2 приведены характерные изменения формы массового пика при соответствующих искажениях. Расчеты проводились для коэффициентов в разложении, не превышающих 10 порядка, так как гармоники высших порядков в реальных электродных системах имеют малые относительные значения и не оказывают существенного влияния на характеристики приборов. Формы массового пика рассчитывались при условии подачи на электроды импульсного сигнала типа «меандр» для тангенса угла наклона рабочей прямой  $\lambda = a_1/a_2 = 1,2329$ , где  $a_1, a_2$  – координаты осей диаграммы стабильности [3].

Как видно из результатов расчета, коэффициенты  $a_i$  соответствуют наличию симметричных относительно осей  $X$  и  $Y$  искажений электродов анализатора квадрупольного фильтра масс (рисунок 1, а). Наличие в распределении коэффициента  $a_4$  приводит к ухудшению разрешения и образованию провалов на массовом пике, что существенно затрудняет масс-спектрометрический анализ различных веществ (рисунок 2, а). Наличие в распределении потенциала членов, описываемых коэффициентами  $a_6$  и  $a_{10}$ , ухудшает как чувствительность, так и разрешающую способность анализатора, так как уменьшается интенсивность массового пика и пик расширяется. Но введение небольших искажений, описываемых коэффициентом  $a_{10}$  величиной 0,001, приводит к незначительному увеличению разрешающей способности без изменения чувствительности. Появление коэффициента  $a_8$  не оказывает существенного влияния на разрешение, но при этом уменьшается интенсивность массового пика и соответственно

уменьшается чувствительность.

Присутствие в разложении потенциала членов, описываемых коэффициентами  $b_4, b_8$  соответствует наличию симметричных относительно асимптот искажений электродов анализатора квадрупольного фильтра масс, а коэффициенты  $b_6$  и  $b_{10}$  создают асимметричные искажения электродных систем относительно асимптот (рисунок 2, а). Наличие в распределении коэффициентов  $b_4, b_6, b_8, b_{10}$  не приводит к изменению ширины пика (рисунок 2, б) и соответственно разрешающей способности прибора. Но при этом наблюдается образование провалов на массовом пике и уменьшение интенсивности массовых пиков, что влечет за собой уменьшение чувствительности квадрупольного фильтра масс.

Искажения, вносимые коэффициентами  $c$  и  $d$  соответственно, носят несимметричный характер (рисунок 1, в, рисунок 2, в) и, как следствие, существенно влияют на форму массового пика в сторону уменьшения как разрешения, так и чувствительности квадрупольного фильтра масс.

**Заключение.** Отклонение распределения потенциала от квадратичного в пролетных квадрупольных масс-анализаторах в большинстве случаев негативно влияет на характеристики приборов. Наличие нелинейных искажений электрического поля приводит к ухудшению как разрешающей способности, так и чувствительности масс-спектрометров. Но введение небольших искажений, описываемых коэффициентом  $a_{10}$  величиной 0,001, приводит к незначительному увеличению разрешающей способности без изменения чувствительности, что может быть использовано при конструировании электродных систем квадрупольного фильтра масс.

#### **Библиографический список**

1. Слободенюк Г.И. Квадрупольные масс-спектрометры. М.: Атомиздат, 1974. – 272 с.
2. Дубков М.В., Николаев А.В. Влияние нелинейных искажений электрического поля на эллипсы захвата заряженных частиц в пролетных квадрупольных масс-спектрометрах. – Рязань, Вестник РГРТУ. Вып. 21, 2007. – С. 97-100.
3. Дубков М.В. Исследование особенностей работы квадрупольного фильтра масс и разработка анализаторов с тонкостенными гиперболическими электродами. – Дис... канд. техн. наук. – Рязань, 1997. – 223 с.

УДК 537.525

*О.Н. Крютченко, А.В. Молчанов, Д.А. Морозов, М.В. Чиркин*

## ЗАЖИГАНИЕ ДВУХПЛЕЧЕВОГО РАЗРЯДА В КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ

*Экспериментально исследован пробой газа в каналах двухплечевого разряда в кольцевом гелий-неоновом лазере. Установлено влияние на статистику зажигания разряда электрического поля дополнительных электродов. Зарегистрированы уединенные волны ионизации, распространяющиеся в последовательном порядке вдоль обоих плеч разряда. Сформулированы требования к источнику питания, обеспечивающие минимальное разрушающее воздействие пробоя газа на холодный катод.*

**Ключевые слова:** кольцевой лазер, волна ионизации, холодный катод, пробой газа, время задержки.

**Введение.** Цель работы – поиск эффективных способов возбуждения активной среды в кольцевом гелий-неоновом лазере путем зажигания симметричного двухплечевого разряда.

Гироскопы на основе кольцевых гелий-неоновых лазеров используются как датчики угловых перемещений в бесплатформенных инерциальных навигационных системах для самолетов гражданской авиации [1]. Накачка лазера осуществляется двухплечевым разрядом постоянного тока по схеме: один катод – два анода. Важными факторами, определяющими ресурс и эксплуатационную надежность лазерного гироскопа, являются распыление холодного катода и задержка зажигания разряда [2].

В газовых промежутках длиной намного больше диаметра формированию разряда предшествует развитие электронных лавин около высоковольтного электрода. Пробой газа в протяженном разрядном канале осуществляется уединенной волной (фронтом) ионизации, перемещающейся по направлению к заземленному электроду [3]. На этой стадии ток проводимости, текущий на высоковольтный электрод, замыкается токами смещения. В работе [4] исследован пробой смеси гелия и неона в прямолинейном разрядном канале диаметром 3 мм. Высокое напряжение подавалось на анод; скорость волны ионизации, движущейся к катоду, изменялась в диапазоне  $10^5 - 10^6$  см/с в зависимости от потенциала анода (3 ÷ 5 кВ) и сопротивления балластного резистора. Когда волна ионизации достигала заземленного электрода, ток разряда резко увеличивался, а затем постепенно снижался до стационарной величины.

Токовые перегрузки способны быстро разрушить эмиссионное окисное покрытие на поверхности холодного катода [5]. Однако попытка уменьшить амплитуду импульса тока, понизив напряжение на высоковольтном электроде, приводит к неприемлемому росту статистического времени задержки возникновения разряда. Проблемы, возникающие при разработке надежного в эксплуатации кольцевого лазера, требуют решений, позволяющих ограничить интервал времени между подачей на электроды лазера высокого напряжения и установлением рабочего тока (время задержки зажигания разряда). Чтобы облегчить пробой, напротив катода размещается дополнительный электрод, изолированный диэлектриком [6]. Однако степень влияния потенциала этого электрода на статистику зажигания разряда и процесс формирования газоразрядной плазмы остаются неизученными.

**Экспериментальная установка.** Схема установки для регистрации электрических и оптических характеристик разряда на стадии пробоя газа приведена на рисунке 1. Кольцевой лазер представляет собой моноблок из ситалла (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon=8,7$ ) с высверленными внутри него каналами, наполненными до давления 750 Па смесью  $^3\text{He}:^{20}\text{Ne}:^{22}\text{Ne}$  с соотношением компонент 32:1:1. Каждое плечо состоит из двух ортогональных каналов диаметром 2,7 мм и длиной по 25 мм, разделенных полой цилиндрической пазухой диаметром около 1 см, в которой находится зеркало  $M$  кольцевого резонатора. На расстоянии 1 - 2 см от каналов расположено металлическое заземленное кольцо  $C$ , предназначенное для крепления лазера к корпусу. Плечи разрядного промежутка

имеют общий холодный катод  $K$  из алюминия, соединенный с активной частью разрядного промежутка каналом длиной 1 см. В стационарном режиме токи в плечах разряда равны 0,75 мА, напряжения между катодом и анодами составляют около 570 В.

Питание осуществляется от источника отрицательного напряжения, соединенного с катодом  $K$ ; два медных анода  $A_{1,2}$  заземлены через балластные резисторы  $R_{b1,2}$  с сопротивлениями 1500 кОм и общий измерительный резистор  $R_a$  (50 Ом). Сигнал с резистора  $R_a$  используется для регистрации токов, текущих на аноды. В технологическом отверстии возле одного из анодов помещен емкостный датчик  $CS$  (выделен серым цветом).

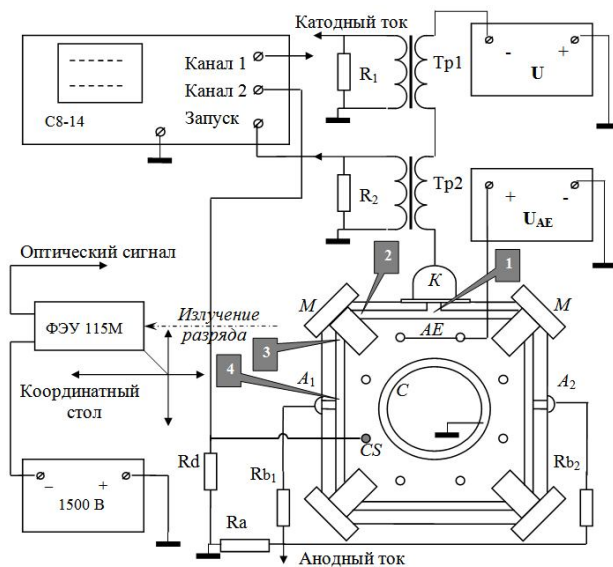


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки

Зажигание разряда осуществляется от двух источников. Первый – с выходным напряжением, плавно регулируемым в диапазоне  $-1 \div -2$  кВ, соединен с катодом через два последовательно включенных трансформатора тока. Источник с выходным напряжением положительной полярности подключен к дополнительным цилиндрическим электродам  $AE$ , расположенным напротив катода в технологических отверстиях моноблока. Оси цилиндрических электродов перпендикулярны к плоскости кольцевого резонатора. Скорость роста выходного напряжения при включении источников - 5 кВ/с.

Трансформаторы  $Tr_{1,2}$  служат для регистрации сигнала, пропорционального катодному току, и запуска развертки осциллографа. Точный трансформатор передает без искажения импульсы длительностью  $0,05 \div 5$  мкс; перед измерениями выполнена калибровка, давшая возможность регистрировать абсолютные значения переменной составляющей тока.

Регистрация излучения из различных участков разрядного канала осуществляется при помощи фотоэлектронного умножителя ФЭУ-115М, инерционность которого не превышает 5 нс. Фотоэлектронный умножитель закреплен на двухкоординатном столе, что позволяет перемещать его относительно газоразрядного канала. Оптическая система (объектив и диафрагма) формирует поток на фотокатод ФЭУ спонтанного излучения, испущенного выбранным участком разрядного промежутка длиной 1 мм.

Для регистрации сигналов использован двухлучевой запоминающий осциллограф С8-14 с временным разрешением 15 нс; волновое сопротивление соединительных кабелей и входные сопротивления осциллографа согласованы. Длины у сигнальных кабелей в два раза больше, чем у кабеля запуска развертки, что позволяет фиксировать начальные участки импульсов.

**Напряжение пробоя и статистическая задержка при зажигании разряда.** Известно, что начальные электроны испускаются катодом вследствие экзоэлектронной (спонтанной) эмиссии, затухание которой с течением времени после выключения разряда затрудняет повторное зажигание. Задержка пробоя  $\tau$  является случайной величиной, плотность вероятности  $w(\tau)$  статистического распределения для которой имеет вид:

$$w(\tau) = (NP)^{-1} \exp\left(\frac{-\tau}{NP}\right), \quad \langle \tau \rangle = \frac{1}{NP}, \quad (1)$$

где  $N$  – количество электронов, испускаемых катодом в единицу времени при отсутствии разряда,  $P$  – вероятность появления электронной лавины после эмиссии одного электрона.

В процессе экспериментов подтверждена возможность уменьшения времени задержки путем освещения поверхности катода, что объясняется известным эффектом стимулирования экзоэмиссии (т.е. увеличением количества начальных электронов  $N$ ). Поскольку условия пробоя зависят от предыстории разрядного промежутка, эксперименты выполнены следующим образом. В обоих плечах в течение 300 секунд поддерживался разряд постоянного тока. После отключения источников питания и прекращения разряда снова подавались потенциалы на электроды и фиксировалось время задержки при повторном зажигании разряда. После 12 опытов производилась статистическая обработка полученных данных. Измерения напряжения пробоя осуществлены аналогично, с тем отличием, что на выходе источника отрицательное напряжение медленно увеличивалось до появления разряда.

Влияние потенциалов катода  $U$  и дополнительных электродов  $U_{AE}$  на среднее время задержки зажигания разряда  $\langle \tau \rangle$  (в секундах) и его среднеквадратичный разброс  $\Delta \tau_{ср.кв}$  отражает таблица 1; в таблице 2 приведены средние значения  $\langle U \rangle$  и среднеквадратичный разброс  $\Delta U_{ср.кв}$  для напряжений зажигания. Прочерки в ячейках означают отсутствие пробоя.

Соотношения между средним временем задержки и его среднеквадратичным разбросом не соответствуют модели пробоя газа в двух-электродном промежутке. В случае статистики с плотностью вероятности (1) должно соблюдаться равенство  $\langle \tau \rangle = \Delta \tau_{ср.кв}$ . Однако после прекращения разряда внутри полости катода на поверхности ситалла на некоторое время остается отрицательный заряд, электрическое поле которого препятствует развитию электронных лавин. В результате среднее время задержки превышает среднеквадратичный разброс в 2 – 6 раз.

Таблица 1

$$\langle \tau \rangle \pm \Delta \tau_{ср.кв}, (с)$$

$U, кВ$	$U_{AE} = 0$	$U_{AE} = +0,25 кВ$	$U_{AE} = +1,50 кВ$
-1,50	45 ± 10	6 ± 2	5 ± 2
-1,40	93 ± 20	12 ± 2	6 ± 2
-1,30	–	22 ± 4	7 ± 3
-1,20	–	34 ± 6	12 ± 2

Таблица 2

Дополнительные электроды	$\langle U \rangle \pm \Delta U_{ср.кв}, кВ$
Доп. электроды отсутствуют	1,66 ± 0,08
$U_{AE} = 0$	1,36 ± 0,05
$U_{AE} = +1,50 кВ$	1,20 ± 0,03

Рост потенциала дополнительных электродов приводит к уменьшению напряжения зажигания и времени задержки. Явная тенденция к насыщению объясняется следующим образом. Поле дополнительных электродов стимулирует лишь появление электронных лавин. Когда фронт ионизации перемещается, на него выносятся отрицательный потенциал катода, величина которого определяет дальнейшее развитие пробоя. Таким образом, возможность уменьшения напряжения на катоде ограничена порогом, ниже которого волна ионизации в разрядном канале начинает затухать и разряд не зажигается.

**Пробой газа в разрядных каналах.** После начала развития электронных лавин, задержка которого составляет от единиц до десятков секунд, формирование разряда характеризуется совершенно иным временным масштабом.

На рисунке 2 приведены осциллограммы токов на катод  $I_c$  (кривая 3), аноды  $I_a$  (кривая 2) и излучения  $J$  (кривые 1 и 4) из расположенных вблизи катодного отростка и около анода коротких участков разрядного канала (выноски 1 и 4 на рисунке 1). Зажигание разряда осуществлялось в результате одновременной подачи напряжений на катод и на дополнительные электроды (-1,50 кВ и +0,25 кВ, соответственно). Токи на аноды начинают течь на 0,8 мкс позже появления тока катода. Существование катодного тока и излучения из прикатодной области до замыкания промежутка газоразрядной плазмой являются признаками распространения внутри канала фронта ионизации.

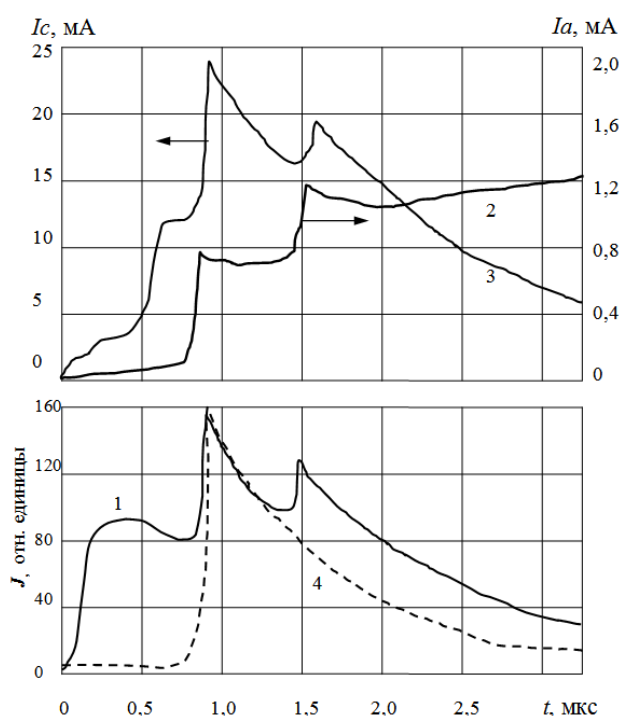


Рисунок 2 – Токи на электроды и излучение при формировании разряда: 1, 4 – излучение из участков 1 и 4 соответственно, 2 – анодный ток, 3 – катодный ток

На рисунке 3 приведены передние фронты осциллограмм излучения из участков разрядного канала, соответствующих выноскам 1 и 2 на рисунке 1. Задержке переднего фронта интенсивности излучения из участка 2 на 0,2 мкс соответствует скорость перемещения волны ионизации  $1,2 \cdot 10^7$  см/с. Отличие скорости фронта от результата работы [4] связано с иной полярностью высоковольтного электрода. Сопоставление кривых 1 и 2 свидетельствует об обострении (сжатии) фронта ионизации по мере распространения: рост напряженности поля на фронте проявляется в увеличении скорости роста интенсивности излучения. Наблюдаемое

увеличение катодного тока  $I_c$  соответствует соотношению [3, 4]:

$$I_c = cUv, \quad (2)$$

где  $c$  – емкость единицы длины линии «разрядный канал – заземленное кольцо  $C$ »,  $v$  – скорость фронта ионизации.

Ионизация газа в пазухе, расположенной около зеркала оптического резонатора, начинается через 0,6 мкс. Дальнейшее развитие разряда задержано на 0,2 мкс, а ток катода временно стабилизируется. Появление излучения из прианодной области (рисунок 4) совпадает по времени со скачком токов на аноды и катод, т.е. с замыканием первого плеча. Пробой газа в канале между пазухой, в которой находится зеркало  $M$ , и анодом сопровождается коротким импульсом тока емкостного датчика  $CS$ , использованным как временная метка.

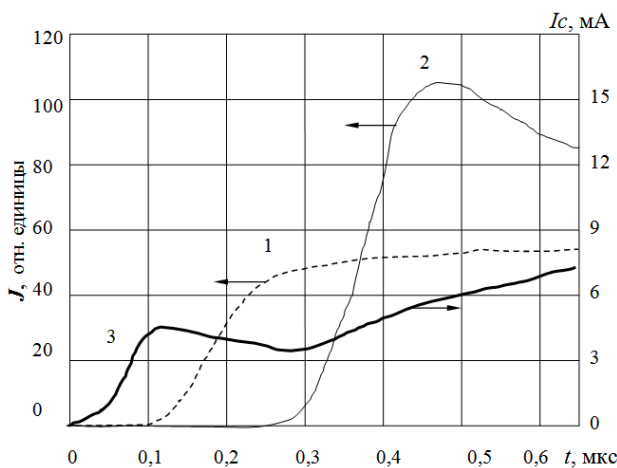


Рисунок 3 – Передние фронты импульсов излучения из участков 1 и 2 разрядного канала и катодного тока (кривая 3)

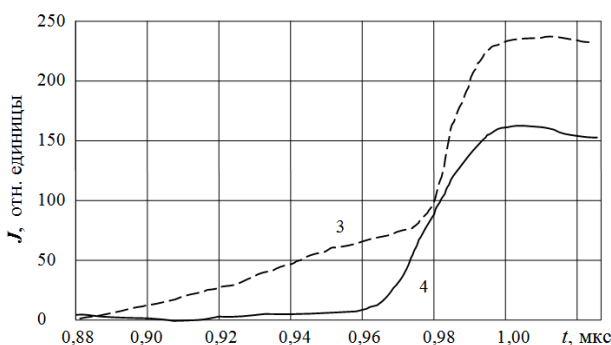


Рисунок 4 – Передние фронты импульсов излучения из участков 3 и 4 разрядного канала

Через 1,5 мкс после начала пробоя происходит второй скачок токов, вызванный зажиганием разряда во втором плече. Первое плечо пробивается на 0,8 мкс раньше, а пробой второго плеча начинается синхронно с замыканием первого. Сравнение осциллограмм катодного и анодного токов показывает, что элект-

рический заряд, прошедший через катод при зажигании разряда, на 30 нКл больше заряда, прошедшего через аноды. Это происходит из-за зарядки распределенной емкости, образованной стенками разрядных каналов и заземленным кольцом  $C$ . На стадии распространения волн ионизации стенки получают лишь треть их полного заряда. Остальная часть заряда сообщается на стадии роста потенциала анодов по мере увеличения токов через балластные резисторы, сопротивления которых в семь раз превышают величину, оптимальную для поддержания двухплечевого разряда постоянного тока [2].

**Заключение.** Анализ результатов экспериментов по зажиганию разряда в кольцевом гелий-неоновом лазере приводит к следующим выводам.

1. Пробой газового наполнения происходит вследствие распространения через разрядные каналы уединенных волн ионизации в последовательном порядке.

2. Амплитуда импульса катодного тока в 15 – 20 раз превышает ток стационарного разряда. Плотность тока на поверхности катода достигает  $2,5 \text{ mA/cm}^2$ , что в шесть раз больше порога для ускоренного распыления окисного покрытия на поверхности катода [5].

3. Электрическое поле дополнительных электродов, расположенных напротив холодного катода, стимулирует появление электронных лавин на начальной стадии пробоя, однако не влияет на движение фронта ионизации. Поэтому для гарантированного распространения волн ионизации необходимо поддерживать напряжение на катоде 1,5 кВ до замыкания обоих плеч разрядного промежутка.

4. Ограничить токовую нагрузку на холодный катод можно путем снижения до 0,8 кВ его потенциала после прохождения волн ионизации, что позволит использовать балластные резисторы с оптимальными сопротивлениями.

#### Библиографический список

1. Бондаренко Е.А. Полиномиальная модель частотной характеристики медленно вращающегося вибрирующего лазерного гироскопа с неодинаковым усилением встречных волн // Квантовая электроника. 2004. – Т. 34, № 4. – С. 388 – 392.
2. Molchanov A.V., Morozov D.A., Osetrov I.V., Chirkin M.V. Field reliability of ring lasers used in strapdown inertial navigation systems// Proceedings of 11-th International Conference on Integrated Navigation Systems. – St. Petersburg, 2004. – P. 271 – 273.
3. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. - М.: Наука, 1989. – 206 с.
4. Абрамов В.П., Иценко П.И., Мазанько И.П. Исследование развития разряда в кюветах неон-

гелиевых лазеров // ЖТФ. 1980. – Т.50, № 4. – С. 755-760.

5. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А., Степанов В.А., Чиркин М.В. Механизмы проводимости оксидного покрытия холодных катодов газо-

разрядных приборов// Поверхность. Физика, химия, механика. 1994. - № 6. - С. 93-99.

6. Patent № 5113488 USA. Ring laser discharge starting concept / T.J. Podgorski.

УДК 621.315.592

**В.Г. Литвинов, О.А. Милованова, Н.Б. Рыбин**

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СЛАБОЛЕГИРОВАННЫХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ С ЗОННОЙ ДИАГРАММОЙ ВТОРОГО ТИПА**

*Предложена методика определения концентрации носителей заряда, накапливающихся в прямоугольной квантовой яме слаболегированной квантово-размерной гетероструктуры с зонной диаграммой II типа, основанная на анализе коротковолнового смещения линии излучения от рекомбинации носителей заряда в квантовой яме на спектрах катодоллюминесценции.*

**Ключевые слова:** концентрация носителей заряда, гетероструктура, квантовая яма.

**Введение.** Развитие нанoeлектроники приводит к потребности разработки новых и расширения возможностей имеющихся методов исследования электрофизических и оптических свойств полупроводниковых наноструктур. Объектами интенсивных исследований являются гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ), поскольку на их основе уже созданы различные полупроводниковые приборы [1]. Постоянно ведется поиск новых материалов для расширения элементной базы и отработка технологических режимов получения квантово-размерных структур (КРС) с заданными свойствами.

К важнейшим характеристикам гетероструктур с КЯ относятся: зонная диаграмма, качество гетерограниц, концентрация носителей заряда (НЗ) на уровнях размерного квантования в КЯ. Для измерения распределения концентрации НЗ в легированных диодных структурах с КЯ используется метод вольт-фарадных характеристик (ВФХ), который позволяет также определить величину разрыва соответствующей разрешенной энергетической зоны [2]. В данном методе используется такое свойство полупроводниковых барьерных структур, как зависимость толщины слоя объемного заряда (СОЗ), а следовательно, и барьерной емкости от величины приложенного к диодной структуре обратного напряжения [2]. Конфигурацию изучаемой диодной структуры (толщины слоев, уровень легирования) выбирают таким образом, чтобы при изменении напряжения в диапазоне нескольких вольт край СОЗ “сканировал” об-

ласть с КЯ. В слаболегированных диодных КРС толщина СОЗ и барьерная емкость структуры не зависят от прикладываемого напряжения, поэтому метод ВФХ оказывается не пригодным для измерения профиля концентрации НЗ. Другие методы определения концентрации свободных НЗ – зондовые методы и метод измерения ЭДС Холла также в данном случае оказываются не пригодными из-за ограничений по формированию омических контактов [3].

Слаболегированные КРС с КЯ используются для формирования различных излучателей. Отдельный практический интерес для изготовления лазеров с накачкой электронным пучком представляют гетероструктуры с КЯ с зонной диаграммой II-типа, т.е. когда запрещенные зоны материалов слоев КРС перекрываются частично. Как правило, КРС изучают методами фото- и катодоллюминесценции (КЛ), которые дают исчерпывающую информацию об энергиях излучательных переходов, совершенстве структуры по форме и ширине линий излучения [4-5]. При увеличении плотности тока накачки электронным пучком в структурах с КЯ II-типа на спектрах КЛ наблюдается “синее” смещение линии излучения от КЯ, которое связано с процессом накопления НЗ в КЯ. Однако в настоящее время отсутствует детальный анализ указанного явления. В данной работе анализируются физические процессы, происходящие в полупроводниковой структуре с квантовой ямой при ее изучении методом КЛ.

В этой связи представляется актуальным расширение возможностей традиционного метода КЛ для исследования полупроводниковых наноструктур. Цель работы – разработка методики определения концентрации НЗ в КЯ с зонной диаграммой II-типа по спектрам КЛ при низких и высоких токах накачки электронным пучком.

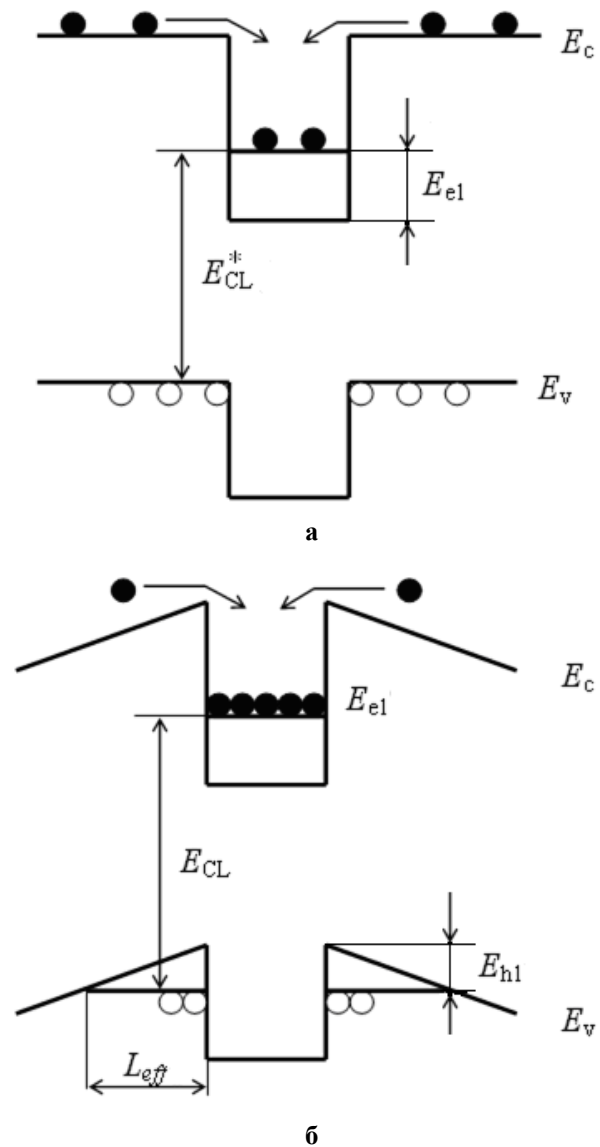
**Теория.** В качестве примера рассмотрим зонную диаграмму КРС II-типа (рисунок 1, а) с прямоугольной КЯ. КРС образована барьерным (буферным) слоем, выращенным на подложке, слоем КЯ и покровным слоем, выращиванием которого обычно завершается рост слоистой структуры. В случае слабелегированной структуры в равновесных условиях уровень Ферми будет находиться вблизи середины запрещенной зоны барьерных слоев.

При изучении данной структуры методом КЛ наблюдается ряд особенностей, а именно явление смещения в сторону коротких длин волн линии излучения, связанной с излучательной рекомбинацией в КЯ. Указанное смещение проявляется при высоких плотностях тока накачки электронным пучком [6]. Одна из причин наблюдаемого смещения может заключаться в следующем: при попадании электронного пучка на поверхность покровного слоя изучаемой структуры электроны проникают вглубь структуры, начинают “стекаться” в КЯ, занимая энергетически более выгодное положение; отрицательный заряд электронов в КЯ будет притягивать дырки со всего объема структуры в прилегающие к КЯ барьерные слои и приводить к изгибу зон таким образом, что для дырок будет образовываться треугольная КЯ (рисунок 1, б).

Как видно из рисунка 1, б, размерное квантование дырок будет приводить к увеличению энергии излучательной рекомбинации электронов в прямоугольной КЯ с дырками в треугольной КЯ. Несмотря на пространственное разделение электронов и дырок, переход электронов в валентную зону оказывается возможным за счет перекрытия волновых функций. Для количественной оценки рассматриваемого эффекта необходимо решить одномерное уравнение Пуассона. Рассмотрим структуру типа подложка – буферный слой – слой КЯ – покровный слой и свяжем с ней координатную ось ОХ (рисунок 2).

Поскольку структура является высокоомной, нелегированной, то при накачке структуры электронами можно в первом приближении считать, что объемные заряды в слоях будут обусловлены электронами в прямоугольной КЯ и дырками в валентной зоне в покровном и буферном слоях,

являющихся одновременно барьерными слоями. Тогда плотность объемного заряда в областях 1 и 3 (рисунок 2, б) будет  $\rho = ep$ , а в области 2 –  $\rho = -en_{qw}$ , где  $e$  – элементарный заряд,  $p$  – объемная концентрация свободных дырок,  $n_{qw}$  – объемная концентрация электронов в КЯ на основном уровне размерного квантования.



**Рисунок 1 – Зонная диаграмма гетероструктуры с КЯ II типа: а – при низком уровне накачки электронным пучком, б – при высоком уровне накачки.  $E_{e1}$  и  $E_{h1}$  – энергии основного уровня размерного квантования электронов и тяжелых дырок соответственно,  $E_{CL}$  и  $E_{CL}^*$  – энергии излучательных переходов**

Рассмотрим область 1 и запишем уравнение Пуассона:

$$\frac{d^2 \phi_1}{dx^2} = -\frac{ep}{\varepsilon_1 \varepsilon_0}, \quad (1)$$

где  $\phi$  – электростатический потенциал, индекс 1 соответствует номеру рассматриваемой области



структуры,  $\epsilon_l$  - относительная диэлектрическая проницаемость среды,  $\epsilon_0$  - абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума.

Интегрируя уравнение (1), получаем:

$$\frac{d\varphi_1}{dx} = -\frac{ep}{\epsilon_1\epsilon_0}x + C_{11}. \quad (2)$$

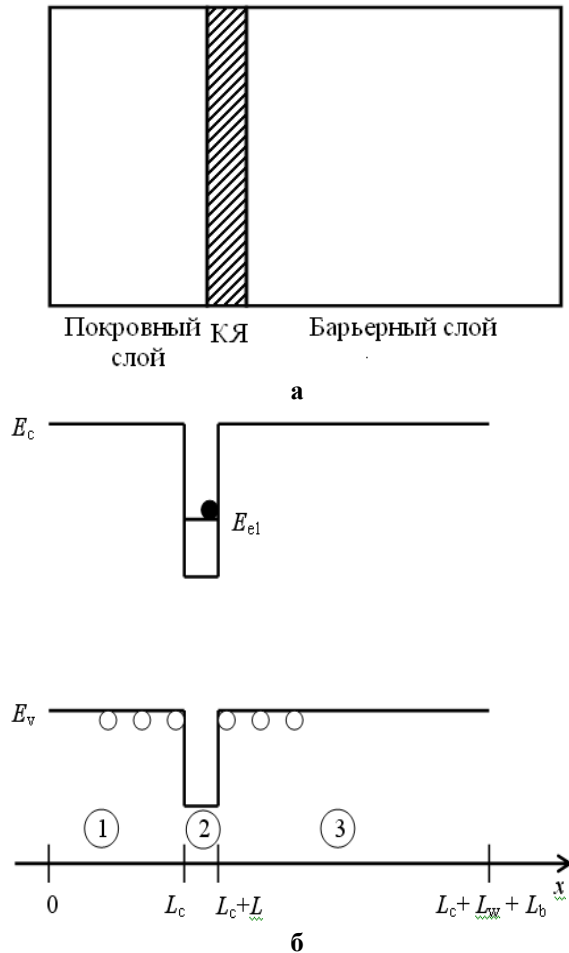


Рисунок 2 – КРС П-типа: а - структура в разрезе; б – зонная диаграмма КРС.  $L_c$  – толщина покровного слоя (область 1),  $L_w$  – толщина КЯ (область 2),  $L_b$  – толщина барьерного слоя (область 3)

Для нахождения постоянной интегрирования  $C_{11}$  в выражении (2) воспользуемся граничным условием  $d\varphi_1(0)/dx = 0$  (электрическое поле на поверхности покровного слоя отсутствует), следовательно,  $C_{11}=0$  и модуль вектора напряженности электрического поля

$$F_1 = -\frac{d\varphi_1}{dx} = \frac{ep}{\epsilon_1\epsilon_0}x. \quad (3)$$

Далее получим:

$$\varphi_1 = -\frac{epx^2}{2\epsilon_1\epsilon_0} + C_{12}.$$

Примем за начало отсчета электростатического потенциала его значение на поверхности покровного слоя  $\varphi_1(0)=0$ , тогда из этого гранич-

ного условия  $C_{12} = 0$ . Таким образом, в области 1

$$\varphi_1(x) = -\frac{epx^2}{2\epsilon_1\epsilon_0}. \quad (4)$$

Для области 2, соответствующей слою КЯ, уравнение Пуассона будет

$$\frac{d^2\varphi_2}{dx^2} = \frac{en_{qw}}{\epsilon_2\epsilon_0}, \quad (5)$$

где  $\epsilon_2$  - относительная диэлектрическая проницаемость материала КЯ. Для нахождения электрического поля в слое КЯ проинтегрируем уравнение (5):

$$\frac{d\varphi_2}{dx} = \frac{en_{qw}}{\epsilon_2\epsilon_0}x + C_{21}. \quad (6)$$

Постоянная интегрирования  $C_{21}$  в выражении (6) может быть найдена из условия  $\epsilon_1 d\varphi_1(L_c)/dx = \epsilon_2 d\varphi_2(L_c)/dx$ , следовательно,  $C_{21} = -\frac{eL_c(p + n_{qw})}{\epsilon_2\epsilon_0}$  и модуль вектора напряженности электрического поля

$$F_2 = -\frac{d\varphi_2}{dx} = -\frac{en_{qw}}{\epsilon_2\epsilon_0}x + \frac{eL_c(p + n_{qw})}{\epsilon_2\epsilon_0}.$$

После интегрирования уравнения (6) получим:

$$\varphi_2(x) = \frac{en_{qw}x^2}{2\epsilon_2\epsilon_0} - \frac{eL_c(p + n_{qw})}{\epsilon_2\epsilon_0}x + C_{22}.$$

Постоянную интегрирования  $C_{22}$  найдем из условия скачкообразного изменения потенциала на границе раздела 1-й и 2-й областей  $\varphi_1(L_c) = \varphi_2(L_c) - (\Delta E_c - E_{el})/e$  и получим:

$$\varphi_2(x) = \frac{en_{qw}x^2}{2\epsilon_2\epsilon_0} - \frac{eL_c(p + n_{qw})}{\epsilon_2\epsilon_0}x + \frac{eL_c^2}{2\epsilon_0} \left( \frac{n_{qw}}{2\epsilon_2} + \frac{p}{\epsilon_2} + \frac{p}{2\epsilon_1} \right) + \frac{\Delta E_c - E_{el}}{e}. \quad (7)$$

Перейдем к области 3. Будем полагать, что при проведении измерений методом КЛ заряд в буферном слое структуры будет распределяться таким образом, чтобы в глубине структуры, куда не проникает пучок электронов, потенциал стремился к нулю. Связь концентраций электронов и дырок в первом приближении можно найти из условия электронейтральности, т.е.  $n_{qw} = 2p$ , где цифра 2 обусловлена наличием двух областей, где есть свободные дырки. В данном случае предполагается, что концентрация электронов в областях 1 и 3 существенно меньше концентрации дырок из-за того, что электроны попадают в прямоугольную КЯ.

Распределение плотности объемного заряда в области 3 заранее неизвестно, что делает затруднительным решение уравнения Пуассона для этой области. Однако вблизи прямоугольной КЯ распределение объемного заряда и концентрации дырок будет похоже на распределение в области 1, т.к. материалы областей 1 и 3 одни и те же, притягивание дырок происходит к прямоугольной КЯ с обеих ее сторон. Получается модель квантового ящика с идеально твердыми стенками [7].

По мере образования треугольной КЯ и появления размерного квантования для дырок будет уменьшаться толщина положительного объемного заряда как в области 1, так и в области 3. Следовательно, в выражениях для потенциала (4) и (7) величина  $L_c$  будет уменьшаться до некоторой величины  $L_{eff}$  при повышении концентрации электронов в КЯ (см. рисунок 1, б), что следует учитывать при расчете сдвига линии излучения на спектре КЛ в зависимости от концентрации электронов в прямоугольной КЯ.

Для расчета энергии основного уровня размерного квантования дырок воспользуемся известными соотношениями [8]:

$$E_{hh1} = 1,86 \left( \frac{eF\hbar}{\sqrt{m_{hh}}} \right)^{2/3}, \quad (8)$$

где  $m_{hh}$  – эффективная масса тяжелой дырки.

Напряженность электрического поля  $F$  примем равной среднему значению модуля вектора напряженности электрического поля в покровном слое  $F = \frac{F_{1max}}{2} = \frac{epL_c}{2\varepsilon_1\varepsilon_0}$ . Выражение

(8) примет вид:

$$E_{hh1} = 1,86 \left( \frac{e^2 n_{qw} \hbar L_c}{\varepsilon_1 \varepsilon_0 \sqrt{m_{hh}}} \right)^{2/3} = 1,86 \left( \frac{e^2 n_{qws} \hbar L_c}{\varepsilon_1 \varepsilon_0 L \sqrt{m_{hh}}} \right)^{2/3}. \quad (9)$$

Из выражения (9) видно, что энергия основного уровня размерного квантования дырок зависит от концентрации электронов в КЯ, а также от толщины слоя КЯ и покровного слоя.

**Эксперимент.** Полученные выражения были использованы для расчета энергии излучательного перехода и концентрации электронов в КЯ, связанного с КЯ, в гетероструктуре  $Zn_{0,4}Cd_{0,6}S/ZnS_{0,06}Se_{0,94}$  с одиночной квантовой ямой (ОКЯ). Образец был выращен методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ПФЭМОС) на подложке  $n^+$  - GaAs,

разориентированной на  $10^0$  от плоскости (001) к (111). На рисунке 3 представлена структура исследуемого образца в разрезе. Детали роста структуры также описаны в [9]. Буферный и покровный слои  $ZnS_ySe_{1-y}$  с содержанием серы 6 % практически были согласованы по постоянной решетки с подложкой GaAs. Их толщины составляли 600 нм и 100 – 200 нм соответственно. Рост структуры осуществлялся при температурах подложки  $425^\circ\text{C} - 560^\circ\text{C}$  в горизонтальном кварцевом реакторе с оптическим окном для *in-situ* контроля толщины и шероховатости растущей пленки методом рефлектометрии. В качестве источников паров металлоорганических соединений были выбраны  $ZnEt_2$ ,  $CdMe_2$ ,  $Et_2S$  и  $Me_2Se$ .

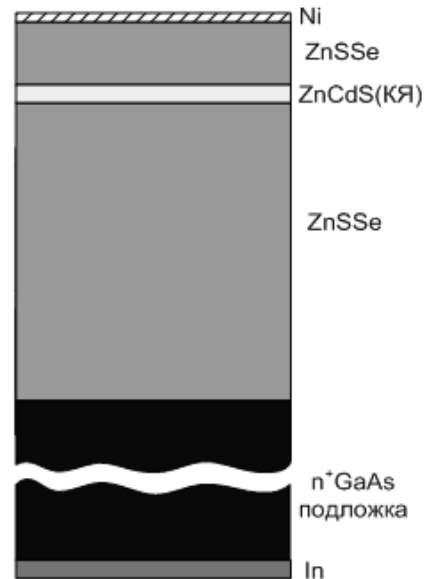


Рисунок 3 – Структура образцов с ОКЯ  $Zn_xCd_{1-x}S/ZnS_ySe_{1-y}$

Из измерений рентгеновской дифракции был уточнен состав квантовой ямы  $Zn_xCd_{1-x}S$ , содержание цинка составило 40 % [9].

Энергия излучательного перехода в структуре  $ZnCdS/ZnSSe$  зависит от величины концентрации накопленных в КЯ носителей заряда. Структура исследовалась методом КЛ. На рисунке 4 изображена схема излучательных переходов при катодолуминесценции в структуре с зонной диаграммой II типа.

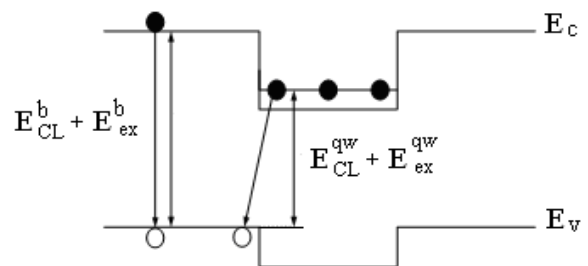


Рисунок 4 – Схема излучательных переходов при люминесценции

Низкотемпературные ( $T < 14$  К) КЛ – спектры различных образцов измерялись при энергии электронов 10 кэВ и плотностях тока в электронном пучке  $j_e$  от  $10^{-6}$  до  $10^{-1}$  А/см<sup>2</sup> [10].

Спектр КЛ состоит в основном из двух наиболее интенсивных линий. Первая линия излучения в коротковолновой области имеет максимум около 438 нм (рисунок 5) и обусловлена излучательной рекомбинацией в слое  $ZnS_ySe_{1-y}$ .

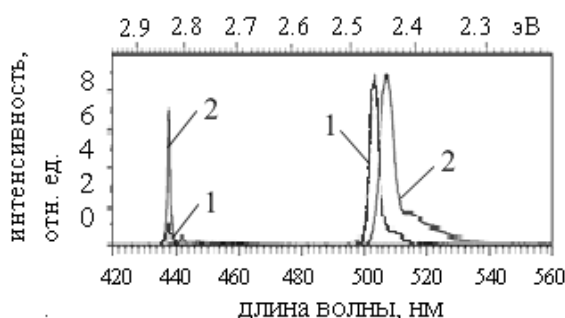


Рисунок 5 – Спектр катодолуминесценции образца при разных плотностях тока накачки  $j_e$ .

Кривая 1 – низкий уровень накачки,  $j_e = 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>; кривая 2 – высокий уровень накачки,  $j_e = 10^{-1}$  А/см<sup>2</sup> [10]

На спектре присутствует линия с максимумом при 438 нм, связанная со слоем ZnSSe, и линия с максимумом в диапазоне длин волн 504-508 нм при  $j_e = 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>. Эта вторая линия сдвигалась в сторону больших энергий на  $\Delta E_{CL}^{qw}(n_{qw}) = 10-20$  мэВ при увеличении  $j_e$ . Длинноволновая линия излучения связана с излучением на границе раздела слоев ZnCdS/ZnSSe из-за рекомбинации электронов с основного уровня размерного квантования в КЯ  $E_{el}$  с дырками в слое ZnSSe вблизи границы раздела, энергия межзонного перехода соответствует  $E_{CL}^{qw} = 2,44$  эВ. Разница между энергетическим положением указанных линий излучения  $\Delta E_{CL}$  составила около 370 мэВ.

На спектре КЛ практически отсутствуют линии излучения, обусловленные донорно-акцепторными парами, что говорит о высоком структурном совершенстве образца. Снижение интенсивности излучения от донорно-акцепторных пар достигается за счет выращивания дополнительного буферного слоя ZnSSe, полученном при более низких температурах роста. Этот слой препятствует диффузии Ga из подложки GaAs и образованию комплексов собственных дефектов и примесей в ZnSSe.

В КРС, возбужденных лазерным или электронным пучком, основным каналом рекомбинации неравновесных электронно-дырочных пар является переход между основными состояниями размерного квантования электронов и

дырок в соответствующих зонах (рисунок 4). Энергетическое положение излучательного перехода в этом случае содержит в себе информацию о ширине запрещенной зоны материала, величинах энергий основных состояний электронов и тяжелых (легких) дырок, а также о величине энергии связи экситона.

Энергия оптического межзонного перехода является функцией содержания цинка в КЯ, серы в барьерных слоях, толщин слоев, концентрации электронов в КЯ. Для структуры ZnCdS/ZnSSe энергия оптического межзонного перехода в КЯ определяется следующим выражением:

$$E_{CL}(x,y,L,L_b,n_{qw}) = E_{CL}^0(x,y,L,L_b) + E_{hh1}(x,L,n_{qw}), \quad (10)$$

где  $E_{CL}^0(x,y,L,L_b)$  – энергия оптического межзонного перехода без учета величины концентрации накопленных в КЯ носителей заряда (т.е. без учета образования треугольной КЯ для дырок), которая равна сумме ширины запрещенной зоны материала КЯ (ZnCdS), энергий основного уровня размерного квантования электрона; дополнительное слагаемое  $E_{hh1}$  – энергия основного уровня размерного квантования тяжелых дырок в треугольной КЯ (см. также рисунок 1, б).

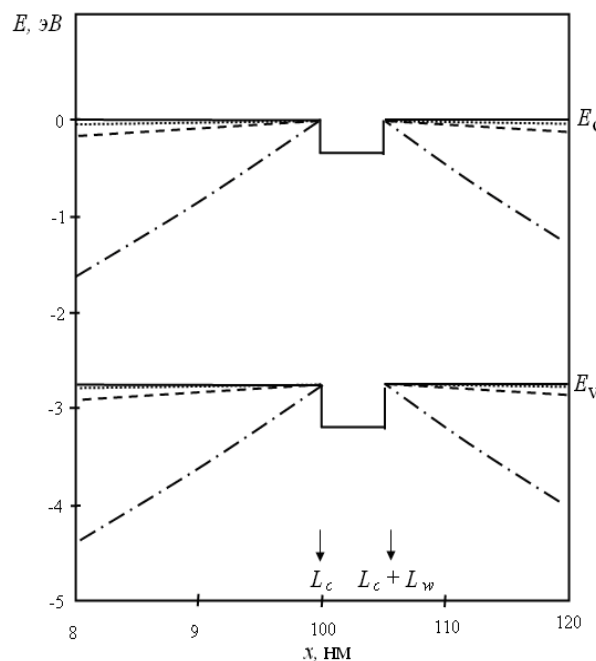


Рисунок 6 – Профиль валентной зоны и зоны проводимости в КРС  $Zn_{0,4}Cd_{0,6}S/ZnS_{0,06}Se_{0,94}$  при различных концентрациях электронов в прямоугольной КЯ

Результаты моделирования положения краев разрешенных зон в структуре  $Zn_{0,4}Cd_{0,6}S/ZnS_{0,06}Se_{0,94}$  с шириной КЯ 5 нм, толщиной покровного слоя 100 нм при различных концентрациях электронов в КЯ с использованием выражения (4) показан на рисунке 6, где

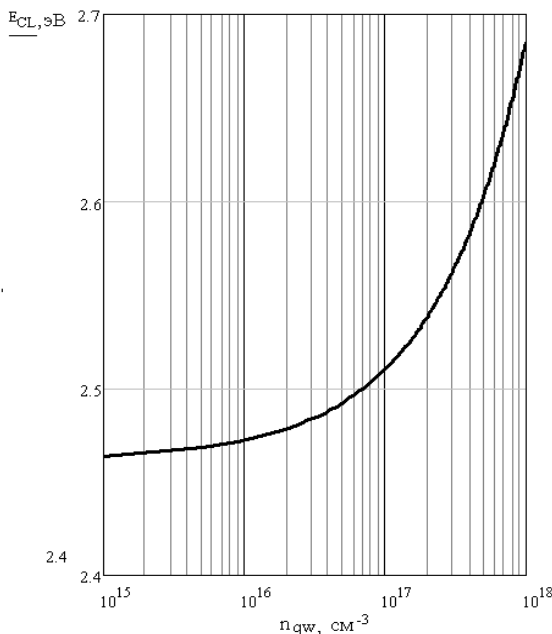
$x$  – расстояние от поверхности покровного слоя вглубь структуры. Точечная линия –  $n_{qw} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (слоевая концентрация тогда  $n_{qws} = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ), штриховая линия –  $n_{qw} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , штрихпунктирная линия –  $n_{qw} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Энергия отсчитывается от дна зоны проводимости в барьерных слоях. Разрыв зоны проводимости равен 355 мэВ [9].

Результаты расчета излучательного перехода в КЯ по выражению (10) представлены на рисунке 7. В расчетах использовалось выражение для ширины запрещенной зоны материала КЯ [11]:

$$E_{gqw}(x) = E_{gZnS} \cdot x + E_{gCdS}(1-x) - B \cdot x(1-x) \quad (11),$$

где  $E_{gZnS} = 3.8 \text{ эВ}$  [12],  $E_{gCdS} = 2.6 \text{ эВ}$  [12] – ширины запрещенных зон ZnS и CdS соответственно,  $B = 0.6 \text{ эВ}$  – параметр изгиба, характеризующий нелинейную зависимость ширины запрещенной зоны в кристалле и зависящий от свойств атомов, образующих тройной твердый раствор ZnCdS [11].

Энергия основного уровня размерного квантования электронов в КЯ  $E_{e1}$  рассчитывалась по процедуре, представленной также в [10], с использованием величины эффективной массы электрона в КЯ  $m_n = 0.2 m_0$ , где  $m_0$  – свободная масса электрона [13], и составила 51 мэВ [10].



**Рисунок 7 – Энергия излучательных переходов на низкотемпературном спектре КЛ для структуры  $Zn_{0.4}Cd_{0.6}S/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$  толщиной слоя КЯ  $L=5 \text{ нм}$**

Сдвиг линии излучения на спектре КЛ  $\Delta E_{CL}^{qw}(n_{qw})$  при увеличении плотности тока накачки будет определяться энергией размерного квантования дырки в треугольной КЯ, поэтому  $\Delta E_{CL}^{qw}(n_{qw}) = E_{hh1}$ . По изменению положения на спектре КЛ линии излучения от КЯ  $\Delta E_{CL}^{qw}(n_{qw})$  в гетероструктуре с квантовой

ямой, имеющей зонную диаграмму II типа, можно при принятых допущениях рассчитать концентрацию накапливающихся в прямоугольной яме электронов:

$$E_{CL}(x,y,L,L_b,n_{qw}) = E_{CL}^0(x,y,L,L_b) + \Delta E_{CL}^{qw}(n_{qws}).$$

Для структуры  $Zn_{0.4}Cd_{0.6}S/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$  с шириной КЯ  $L = 5 \text{ нм}$  и толщиной барьерного слоя  $L_b = 800 \text{ нм}$  энергия излучательного перехода при  $T = 0 \text{ К}$  равна:

$$E_{CL}(0.4, 0.06, 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}, 800 \cdot 10^{-9} \text{ м}, n_{qw}) = 2.46 + \Delta E_{CL}^{qw}(n_{qws}) \text{ [эВ]},$$

где  $\Delta E_{CL}^{qw} = 1,86 \left( \frac{e^2 n_{qws} \hbar L_c}{2 \epsilon \epsilon_0 L \sqrt{m_{hh}}} \right)^{2/3}$ ,  $n_{qw} = n_{qws} \cdot L$  –

слоевая концентрация электронов в КЯ на основном уровне размерного квантования.

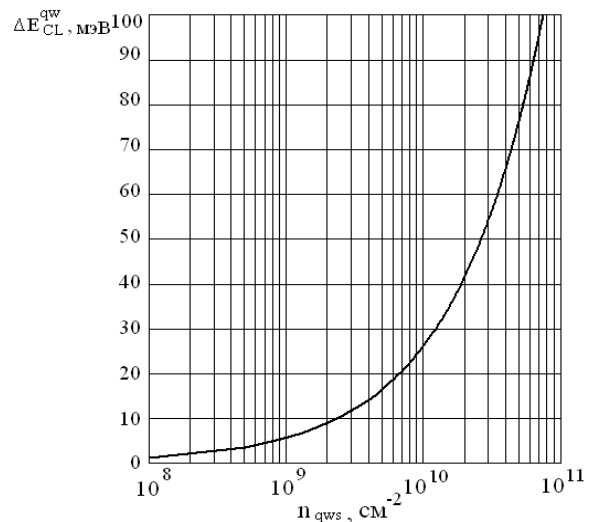
При низкой плотности тока накачки образца энергия оптического межзонного перехода  $E_{CL}^0(0.4, 0.06, 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}, 800 \cdot 10^{-9} \text{ м}) = 2.46 \text{ эВ}$ .

Ограничения указанных расчетов концентрации связаны с конечным значением плотности состояний на энергетическом уровне в КЯ, который на самом деле является минизоной размерного квантования [6]. А слоевая концентрация электронов в первой подзоне размерного квантования, дно которой характеризуется энергией  $E_{e1}$ , определяется по следующему выражению [2]:

$$N_s = \frac{m_n kT}{\pi \hbar^2} \ln \left( 1 + \exp \left( \frac{E_f - E_{e1}}{kT} \right) \right),$$

где  $m_n$  – эффективная масса электрона в КЯ,  $E_f$  – уровень Ферми.

Полученные результаты расчета сдвига линии излучения в зависимости от слоевой концентрации электронов в КЯ представлены на рисунке 8.



**Рисунок 8 – Сдвиг линии излучения на спектре КЛ**

Для гетероструктуры  $Zn_{0,4}Cd_{0,6}S/ZnS_{0,06}Se_{0,94}$  с шириной КЯ  $L = 5$  нм и толщиной барьерного слоя  $L_b = 800$  нм слоевая концентрация носителей заряда в КЯ равна  $n_{qws} = 2.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  ( $T = 0$  К и  $\Delta E_{CL}^{qw}(n_{qws}) = 10$  мэВ); максимальное значение слоевой концентрации в КЯ в первой минизоне размерного квантования при  $T = 14$  К составляет  $N_s = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , а при  $T = 300$  К –  $N_s = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Величина рассчитанной энергии излучательного перехода в КЯ при низкой плотности тока накачки  $E_{CL}^0 = 2.46$  эВ практически совпадает с энергией излучательного перехода на спектре КЛ –  $E_{CL}^{qw} = 2.44$  эВ (см. рисунок 5, кривая 1). Указанное несоответствие энергий не влияет на точность определения концентрации электронов в КЯ, поскольку для этого важно измерить величину сдвига максимума линии излучения  $\Delta E_{CL}^{qw}$  на спектре КЛ при увеличении плотности тока накачки.

С увеличением температуры на несколько порядков расширяется диапазон значений слоевой концентрации в КЯ, который можно исследовать, изучая зависимость положения линии излучения на спектрах КЛ от уровня плотности тока накачки электронным пучком. Рост максимального значения концентрации с увеличением температуры обусловлен увеличением числа энергетических состояний в минизонах размерного квантования в КЯ.

**Заключение.** Для гетероструктур с зонной диаграммой II типа рассмотрены физические процессы, происходящие при высоких плотностях тока накачки структуры электронным пучком. Накопление электронов в прямоугольной квантовой яме приводит к образованию треугольной квантовой ямы для дырок за счет изгиба энергетических зон. Рассчитана энергия излучательного перехода в квантовой яме в структуре  $ZnCdS/ZnSSe$  с зонной диаграммой II типа с учетом эффекта образования треугольной квантовой ямы для дырок в барьерном слое при высоких концентрациях электронов в прямоугольной квантовой яме. Получено соотношение, связывающее положение линии излучения от КЯ на спектре КЛ и концентрацию электронов в КЯ. Таким образом, развита методика обработки спектров катодолюминесценции полупроводниковых наногетероструктур. Указанная методика позволяет расширить возможности традиционного метода исследования полупроводниковых материалов и

структур – метода катодолюминесценции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

#### Библиографический список

1. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // ФТП. – 1998. – Вып. 1. – С. 3-18.
2. Зубков В.И. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса. – СПб.: ООО «Техномедиа»; Изд-во «Элмор», 2007. – 220 с.
3. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов: учеб. для вузов по спец. «Полупроводниковые и микроэлектронные приборы». – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. шк., 1987. – 239 с.
4. Сивак Г.В., Петров В.И., Антошин М.К. Локальная катодолюминесценция и ее возможности для исследования зонной структуры твердых тел // УФН. 1986. – Вып. 4. – С. 659-717.
5. Петров В.И. Сканирующая катодолюминесцентная микроскопия // Известия РАН. Серия физическая. 1992. – № 3. – С. 2-30.
6. Воробьев Л.Е., Ивченко Е.Л., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А. Оптические свойства наноструктур: учеб. пособие / под ред. Е.Л. Ивченко и Л.Е. Воробьева. – СПб.: Наука, 2001. – 188 с.
7. Демиковский В.Я., Вугальтер Г.А. Физика квантовых низкоразмерных структур. – М.: Логос, 2000. – 248 с.
8. Шифф Л. Квантовая механика. – М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1959. – 475 с.
9. Litvinov V., Kozlovsky V., Sannikov D., Sviridov D., Rybin N. Local measurement of conduction band offset for  $ZnCdS/ZnSSe$  nanostructure by Laplace current DLTS cooperated with AFM technique // Phys. Status Solidi C 7.2010. – No. 6. – P.1536–1538.
10. Kozlovsky V.I., Sannikov D.A., Litvinov V.G. Cathodoluminescence and current DLTS of MOVPE-grown  $ZnCdS/ZnSSe$  QW structures // J. Korean Physical Society. 2008. Vol. 53. № 5. P. 2864-2866.
11. O. Madelung, M. Schulz, H. Weiss (eds.), Subvolume d: Technology of III-V, II-VI and Non-Tetrahedrally Bonded Compounds // Landolt-Bornstein, Berlin: Springer Verlag, 1982. New Series, Group III. Vol. 17: Semiconductors.
12. Физика и химия соединений типа  $A_2B_6$ : пер. с англ. / под редак. А.С. Медведева. М.: Мир. 1970. 525 с.
13. A. Dinger, S. Petillon, M. Grun, M. Hetterich and C. Klingshirn // Semicond.Sci. Technol.1999, 14, 595.