

УДК 621.315; 537.5; 53.097

Оптимизация структуры и материала автокатода

Н. Д. Жуков, Д. С. Мосияш, А. А. Хазанов, Н. П. Абаньшин

Исследована полевая эмиссия в разных вариантах структуры и материалов автокатода. Найдены условия оптимизации коэффициента усиления поля на автокатоде в условиях: структура — точечный (острый) эмиттер, удалённый от (плоского) коллектора; материалы — узкозонные полупроводники A_3B_5 . На зёрнах этих материалов микронного размера можно получить коэффициент усиления поля более 10^3 , значения плотности тока эмиссии до $1A/cm^2$.

PACS: 73.23.-b; 73.63.-b

Ключевые слова: полевая эмиссия, автокатод, наноструктура, узкозонный полупроводник, усиление поля, форм-фактор усиления, эмиссионная микроэлектроника.

Введение

В основе работы автокатода лежит одно из фундаментальных физических явлений — полевая эмиссия электронов в вакуум (автоэмиссия). Благодаря автокатадам некогда мощное направление электроники — вакуумная электроника — трансформировалось в вакуумную микроэлектронику и сегодня развивается как эмиссионная наноэлектроника. Автокатоды применяются в большой номенклатуре приборов — электронно-оптических преобразователях, рентгеновских трубках, СВЧ-приборах, дисплеях и др. Кроме того, автоэмиссия, стимулированная корпускулярным излучением, может быть использована для визуализации этих излучений.

К автокатадам предъявляются требования в широком диапазоне их свойств: по величинам тока эмиссии и напряжения питания, энергопотреблению, быстродействию, долговечности, условиям применений, конструкции и структуре [1]. За несколько десятилетий исследований и разработок накоплены значительные опыт и знания по детализации свойств и условий применений автокатодов. Тем не менее, исследования продолжают на основе новых результатов по структурам и материалам. В частности, последние годы в этих рабо-

тах широко используются наноструктуры и наноматериалы.

В данной работе проведено исследование с целью создания оптимального варианта автокатода, который может быть применён во всех известных приборах вакуумной электроники. Эта задача решалась в направлениях оптимизации структуры эмиттер-коллектор и выбора материала эмиттера.

Структура эмиттер-коллектор

Известно большое число вариантов структуры полевого катода [1]. Основная задача каждого из них — создать максимальное усиление поля в материале эмиттера при минимальной величине напряжения на зазоре эмиттер-коллектор. Для её решения всегда используется простой приём, а именно, как можно меньше сделать размеры острия эмиттера и зазора. При этом, естественно, возникают большие осложнения. Например, свойства эмиттера обычно неравномерны и нестабильны. Конструкция катода внутренне замкнута, что создаёт проблемы вывода электронов из зазора. Все эти проблемы в отдельных случаях не позволили реализовать отличные, на первый взгляд, идеи применения, в частности, для дисплейного варианта (дисплейные разработки на автокатадах практически прекращены).

Рассмотрим простой вариант: эмиттер (катод) — микроразмерное остриё (выступ, зерно) в виде полушара диаметра D на изолированной подложке; коллектор (анод) — плоский круг диаметра величины L_A , большей, чем величина зазора d между эмиттером и коллектором. Покажем, что минимально необходимая величина L_A достаточно точно равна $2d$, а коэффициент усиления (величина форм-фактора) поля на острие равен:

Жуков Николай Дмитриевич, главный научный сотрудник.
Мосияш Денис Сергеевич, ведущий научный сотрудник.
Хазанов Александр Анатольевич, старший научный сотрудник.

Абаньшин Николай Павлович, директор.

ООО «Волга-Свет».

Россия, 640033, Саратов, пр. 50 лет Октября, 101.

Тел. 8 (960) 359-57-35. E-mail: ndzhukov@rambler.ru

Статья поступила в редакцию 13 мая 2015 г.

© Жуков Н. Д., Мосияш Д. С., Хазанов А. А.,
Абаньшин Н. П., 2015

$$\beta_{KA} = (2k)^{-1}(d/D)^2,$$

где k — доля поверхности полушара-эмиттера, занятая протеканием тока.

Приняв эмиттер в виде точки при условиях отсутствия в зазоре заряда и для случая цилиндрической симметрии, можно получить решение уравнения Пуассона (с нулевым зарядом) для распределения поля в зазоре в виде:

$$E = E_K \exp[a(y-x)],$$

где $a = (d)^{-1} \ln(E_A/E_K)$, E_A и E_K — поле на аноде и катоде ($E_A > E_K$).

При $y = d$ значение поля $E = E_K \exp[a(d-x)]$, т. е. поле в плоскости анода уменьшается по экспоненте от точки $x = 0$. Максимальная полудлина линии L_A на аноде находится из условия $a(d-0,5L_A) = 1$:

$$0,5L_A = d[1 - \ln(1 - E_K/E_A)].$$

При $E_A > E_K$ достаточно точно можно считать, что $L_A = 2d$.

Решение уравнения Пуассона с учётом влияния ненулевого заряда (пролетающих электронов) показало отсутствие его влияния на распределение поля в зазоре для случаев протекания тока эмиссии в достаточных для практики пределах, а именно до 1 А/см^2 .

Коэффициент усиления поля на эмиттере β_{KA} находится как характеристика сгущения линий поля, определяемая отношением величин площади растекания тока на аноде и катоде:

$$\beta_{KA} = (S_A/S_K).$$

В модели, когда катод является одиночной точкой, размещённой над «бесконечной» плоскостью на высоте d , получаем коэффициент усиления поля в виде:

$$\beta_{KA} \approx (2k)^{-1}(d/D)^2.$$

На практике $k \ll 1$, тогда $\beta_{KA} \approx (d/r_s)^2$, где r_s — радиус круга растекания тока на поверхности эмиттера. Когда эмиттер является протяжённой полосой ширины d_K над плоскостью, имеем $\beta_{KA} \approx 2d/d_K$. С точки зрения максимума усиления поля на катоде, таким образом, оптимальным является вариант точечного, а не протяжённого, эмиттера.

Структура и материал эмиттера

Рассмотрим явления в приповерхностном слое эмиттера, полагая, что форма и материал коллектора-анода неизменны. При приложении поля в материале происходит его поляризация. Возникший на поверхности эмиттера связанный

заряд своим полем отталкивает «свободные» электроны в объём, образуя тем самым поле внутри материала, направленное против внешнего поля. Это создаёт экранирующее действие на длине (Дебая) $L_D = [\varepsilon kT(2en)^{-1}]^{1/2}$ (n — концентрация электронов в материале, ε — диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура). С учётом действия сил электрического изображения, линии поля изгибаются от поверхности к центру в пределах от $(r+L_D)$ до $(r-L_D)$. На плоской поверхности катода ничего не изменится, но на кривой — произойдёт сгущение линий поля к центру. Коэффициент этого сгущения (усиления поля) на поверхности катода с радиусом кривизны r будет (для $r > L_D$):

$$\beta_D = [(r+L_D)/(r-L_D)]^{-1} = [(1+L_D/r)(1-L_D/r)]^{-1}.$$

В металлах $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$, а L_D — ничтожно малые величины (менее 1 нм). В полупроводниках L_D могут достигать сотен микрон. Это означает, что усиление поля в полупроводнике может быть даже на остриях супермикронного размера. Из этого следует, что в качестве материала эмиттера предпочтительно использовать полупроводники, а не металлы. В отличие от металлов, в полупроводнике можно получить значительные величины коэффициента «внутреннего» усиления β_Q . Условно говоря, полупроводниковый полушар действует как электронная линза с большим показателем преломления.

Среди полупроводников для автоэмиссии наиболее интересны узкозонные из группы соединений A_3B_5 , у которых эффективная масса электрона может достигать величин $0,01m_0$ (m_0 — масса «свободного» электрона). Учитывая, что возможно «внутреннее» усиление и существенное снижение работы выхода благодаря действию в полупроводниках ряда эффектов, отрицательный коэффициент в показателе экспоненты для плотности эмиссионного тока [1] может быть в десятки раз меньше, чем в случае металла или, например, углерода.

В полупроводниковых квантоворазмерных остриях обнаружен эффект низкополевой эмиссии [2, 3]. В кремнии такими являются острия с размером $\sim 1 \text{ нм}$ [2]. В нашей работе [3] установлено, что в узкозонных полупроводниках A_3B_5 величины порога поля эмиссии снижаются на 2—3 порядка по сравнению с металлами. Для случаев острия эмиттера в виде полушара диаметром $D = 1 \text{ мкм}$, расположенного над анодом на высоте $d = 10 \text{ мкм}$, имеем $\beta_{KA} \sim (d/D)^2 = 100$. При легировании полупроводника на уровне $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L_D = 0,3 \text{ мкм}$, $\beta_Q = 16$, а $\beta = \beta_{KA}\beta_Q > 1000$. При этом, правда, каж-

дое острие должно занимать площадь $\sim 1000 \text{ мкм}^2$, т. е. на 1 см^2 должно быть 10^5 острий. Для получения плотности тока 1 А/см^2 надо иметь с одного острия ток величиной 10^{-5} А . Вычисления по формуле для тока эмиссии [1] дают:

$$I = 10^{-6} V^2 \exp(-30/V), [\text{А}].$$

Ток $> 10^{-5} \text{ А}$ получится при $V > 10 \text{ В}$.

Экспериментальная проверка

Эксперименты проведены на нескольких вариантах металлов и полупроводников, параметры которых указаны в таблице. При этом использованы два варианта структуры (конструкции) эмиттер–коллектор: для молибдена — лезвийный эмиттер в виде торца плёнки, свисающей полоской над анодом; для полупроводников — острый эмиттер в виде микрозерна на поверхности, при этом вторым электродом являлся вольфрамовый микрозонд. Данные по структуре катодов и методам измерений приведены в наших прежних работах [3, 4].

На всех образцах проводились измерения вольтамперных характеристик (ВАХ), которые обрабатывались и строились в координатах Фаулера–Нордгейма, т. е. в координатах $\lg(I/V^2) - (1/V)$ с использованием программы Excel.

На рис. 1—3 изображены ВАХ для образцов. Рядом с графиками отображены формулы линий тренда и коэффициенты корреляции R^2 . Результаты измерений и вычислений представлены в таблице, в которой приняты следующие обозначения и сокращения: М.Э. — материал эмиттера, Мо — молибден, W — вольфрам, GaAs* и InSb* — арсенид галлия и арсенид индия высокой электронной проводимости, InAs и InSb — арсенид и антимонид индия низкой электронной проводимости, У.С. — удельное сопротивление.

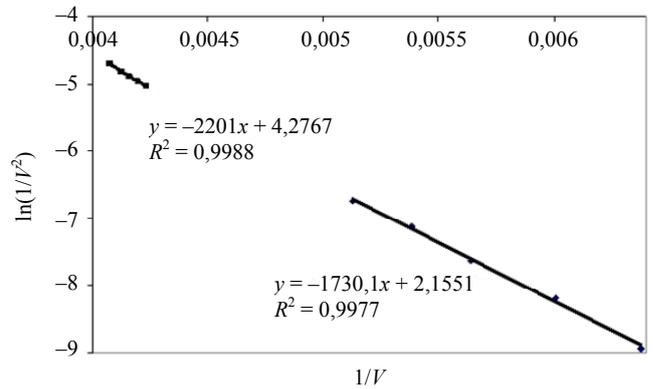


Рис. 1. ВАХ для молибденового эмиттера

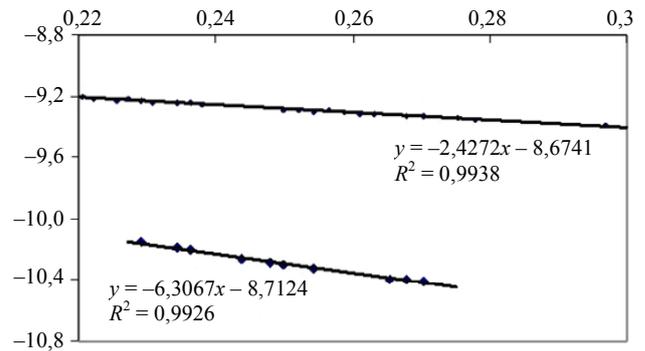


Рис. 2. ВАХ для микрозёрен арсенида галлия (верхняя) и вольфрама (нижняя)

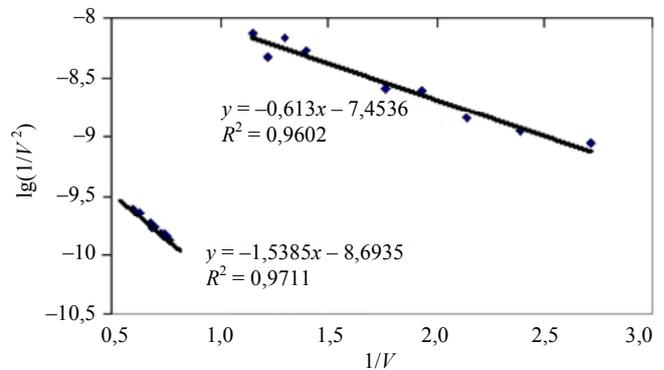


Рис. 3. ВАХ для микрозёрен n-InSb (верхняя) n-InAs (нижняя)

Таблица

Сводка данных экспериментов и вычислений

М.Э.	У.С. Ом·см	ϕ , эВ	gd , В	g	β	G , А/В ²	S , нм ²	β_0	L_D , нм	L_{DT} , нм
Мо	$5 \cdot 10^{-6}$	4,2	1730	2,47	24	10^{-5}	$2 \cdot 10^8$	1	~ 0	~ 0
			2200	3,14	20	$7 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^9$			
GaAs* W	$2 \cdot 10^{-3}$	4,2	5,4	0,54	15	$3 \cdot 10^{-9}$	~ 30	15	~ 170	~ 80
	10^{-7}	4,5	14	1,4	14	10^{-9}	~ 10	1	~ 0	~ 0
InAs	$7 \cdot 10^{-3}$	4,6	3,6	0,36	20	$5 \cdot 10^{-9}$	38	20	~ 190	220
InSb	$2 \cdot 10^{-3}$	4,5	1,5	0,15	32	$3 \cdot 10^{-8}$	90	32	~ 210	270
InSb*	$2 \cdot 10^{-4}$	4,4	4,9	0,49	12	$2 \cdot 10^{-9}$	30	12	~ 150	~ 70

Анализ проведён методом сопоставления экспериментальных данных с формулами теории автоэмиссии. Эмиссия электронов из металла и полупроводника в вакуум описывается формулой для плотности тока J_E [1]:

$$J_E = A\varphi^{-1}E^2 \exp[-BH\varphi^{3/2}(m/m_0)^{1/2}(E)^{-1}]. \quad (1)$$

В формуле (1) приняты обозначения величин: E — электрическое поле, φ — работа выхода в материале, m — эффективная масса электрона в материале, m_0 — масса «свободного» электрона, A и B — вычисленные постоянные, H — табулированная поправочная функция (Нордгейма), изменяемая от 1 до 0 в зависимости от величины проникающего в материал поля. Для эмиссии из металлов $H \approx 1$, а для низкоомных полупроводников $H \approx 0,8$ [1]. Формула (1) получена при упрощающем условии одномерной модели. В этом случае величину поля E можно принять равной $\beta V/d$, где V — напряжение на зазоре эмиттер-коллектор, d — значения величин зазора. Подставляя в формулу (1) значение E и обозначив площадь области эмиссии на эмиттере S , получаем выражение для тока эмиссии:

$$\begin{aligned} I_E &= AS(\beta/d)^2 V^2 \varphi^{-1} \times \\ &\times \exp\left[-BH(d/\beta)\varphi^{3/2}(m/m_0)^{1/2}(V)^{-1}\right] = \\ &= GV^2 \exp(-gD/V). \end{aligned} \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) использованы обозначения: $A = 1,55 \cdot 10^{-10}$, $B = 6,85$ (ток в амперах, поле — В/нм) [1].

В таблице приведены данные для величин g и G , найденных по графикам рис. 1—3, β и S , вычисленных по формуле (2) и данным таблицы. Из данных таблицы можно сделать следующие заключения.

Молибденовые эмиттеры изготавливались в виде плёночной полоски-кромки толщиной 200 нм общей длиной 1,5 см, свисающей над сплошным электродом-коллектором на высоте $d = 700$ нм. Если поверхность эмиссии, площадь которой (см. табл.) — $S = 2 \cdot 10^9 \text{ нм}^2 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$, принять за полоску длиной 1,5 см, то получится её ширина $D = 130$ нм. Тогда $\beta_{KA} \approx 2d/D = 11$. Полученные экспериментально значения $\beta_{KA} = 22$ (см. табл.) указывают на то, что эмиссия происходит островками с их общей протяженностью примерно в два раза меньшей длины полоски. При этом необходимо отметить, что в таблице для молибдена приведены данные для двух областей ВАХ, а именно, вблизи порога эмиссии (верхняя строка) и далеко от порога (нижняя строка). Данные отличаются по величине площади эмиссии S в десять раз. Это можно объяснить тем, что по мере увеличения на-

пряжения происходит подключение новых островков с их более высокими пороговыми значениями тока. При этом характер и параметры эмиссии изменяются незначительно.

Для исследованных полупроводниковых эмиттеров необходимо отметить ряд особенностей. Для узкозонных материалов ВАХ имели отклонения от монотонности, хотя и соответствовали в достаточно широких интервалах напряжения формуле (2) при коэффициентах корреляции R^2 не более 0,975 (рис. 3). Площадь эмиссии на поверхности полупроводника S_S всегда была больше площади эмиссии на поверхности вольфрамового зонда S_M , использованного в экспериментах и в качестве коллектора, и в качестве эмиттера. Это объясняется тем, что проводимость вольфрама на несколько порядков больше проводимости полупроводников (см. табл.), а радиусы «заострения» зонда и микрозерна примерно одинаковы. Условие $S_S > S_M$ означает, что в данном случае для полупроводников $\beta_{KA} = 1$. Тогда по найденным значениям β (см. табл.) можно найти значения $\beta_Q \approx \beta$. По этим значениям и величине $r \sim 300$ нм вычислены величины L_D , представленные в таблице. Значения L_D удовлетворительно соответствуют рассчитанным L_{DT} для относительно высокоомных полупроводников InSb и InAs (см. табл.) и плохо — для низкоомных GaAs* и InSb*. Это объясняется неточностью применения формулы для длины Дебая в случае сильно легированных (вырожденных) полупроводников, которыми в экспериментах были представлены GaAs* и InSb*.

Заключение

Величины форм-фактора усиления поля в зазоре катод-анод зависят от его распределения между эмиттером и коллектором и имеют наибольшие значения для варианта точечного эмиттера, удалённого от коллектора на расстояние, оптимальное значение которого находится с учётом требований к величине рабочего напряжения и конструкции прибора.

За счёт действия эффекта экранирования поля на полупроводниковом острие (зерне) происходит дополнительное усиление, определяемое величиной кривизны и параметрами материала острия. При этом выбор материала с экстремально малыми значениями эффективной массы электрона (узкозонные полупроводники A_3B_5) и действием в них эффектов снижения работы выхода позволяет уменьшить отрицательный показатель g в экспоненте формулы эмиссии в десятки раз по сравнению с металлами и другими материалами.

Экспериментальная проверка подтвердила вышеприведённые положения. Исследования проведены на металлах Mo и W, узкозонных (InSb, InAs) и широкозонном (GaAs) полупроводниках.

Значения g для Mo лежит в диапазоне 2,5—3, для InSb равно 0,15.

Для применений в приборах по результатам работы можно рекомендовать использование микро- или наночастиц на основе антимонида и арсенида индия относительно низкой проводимости.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-07-00255.

ЛИТЕРАТУРА

1. Егоров Н. В., Шешин Е. П. Электронная эмиссия. — М: Интеллект. 2011.
2. Баграев Н. Т., Буравлёв А. Д., Клячкин Л. Е. и др. // ФТП. 2005. Т. 39. № 6. С. 716.
3. Жуков Н. Д., Глуховской Е. Г. // Нанотехника. 2014. № 2(38). С. 127.
4. Абаншин Н. П., Горфинкель Б. И., Якунин А. Н. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 20. С. 52.

Optimization of the structure and material for the field emission cathode

N. D. Zhukov, D. S. Mosiyash, A. A. Khazanov, and N. P. Abanshin

Volga-Svet, Ltd.
101 50 Let Oktyabrya, Saratov, 640033, Russia
E-mail: ndzhukov@rambler.ru

Received May 13, 2015

Consideration is given to the field emission for different versions of the structure and materials of cathode. Conditions for optimization of a field emission gain has been obtained. Use is made of the structure — a point emitter and flat collector. Such materials as the A_3B_5 narrow-gap semiconductors was under study. In these materials, a field amplification factor of 10^3 and emission current density of 1 A/cm^2 can be received on the grains of micron sizes.

PACS: 73.23.-b; 73.63.-b

Keywords: field emission, cathode, narrow-gap semiconductor, enhancement, field, form factor, amplification, emission microelectronics.

REFERENCES

1. N. V. Egorov and E. P. Sheshin, *Electron Emission* (Intellekt, Moscow, 2011) [in Russian].
2. N. T. Bagraev, A. D. Buravlev, L. E. Klyachkin, et al., *Semiconductors* **39**, 716 (2005).
3. N. D. Zhukov and E. G. Glukhovskiy, *Nanotekhnika*, No. 2(38), 127 (2014).
4. N. P. Abanshin, B. I. Gorfinkel', and A. N. Yakunin, *Tech. Phys. Lett.* **32** (20), 52 (2006).

* * *