

О. А. ГУДАЕВ, Э. Г. КОСЦОВ, В. К. МАЛИНОВСКИЙ

(Новосибирск)

## ИНЖЕКТИРУЮЩИЙ КОНТАКТ К ШИРОКОЗОННЫМ ДИЭЛЕКТРИКАМ

1. При исследовании электрических и фотоэлектрических свойств тонких высокоомных слоев диэлектриков возникает ряд трудностей, связанных со сложностью явлений у контакта. Они обусловлены зависимостью концентрации электронов у катода (т. е. граничных условий) от температуры (термоэмиссия Ричардсона), электрического поля (эмиссия Шотки), длины волны и интенсивности падающего света (фотоинжекция из электрода), сил зеркального изображения, диффузионных процессов, а также сложностью микрорельефа поверхности катода (формовка). Последний фактор, приводящий к локальному характеру прохождения тока, существенно снижает величину максимально допустимого электрического поля, прикладываемого к образцу из-за возникновения пробоя. Осуществление инжектирующего контакта (Мотта—Герни) на границе металл—диэлектрик, т. е. контакта, легко поставляющего электроны в объем и не препятствующего прохождению тока, связано с серьезными трудностями. Это является основной причиной того, что экспериментальных данных по токам, ограниченным пространственным зарядом (ТОПЗ) в диэлектриках, публикуется мало [1]. В данной работе используется методика, позволяющая осуществить инжектирующий контакт к диэлектрикам с любой шириной запрещенной зоны.

2. Суть методики состоит в том, что в качестве инжектирующего контакта используется электронный луч [2]. Электронный луч энергии  $E_p$  проникает в диэлектрик на глубину  $L$ , ионизируя на своем пути атомы вещества. При этом первичные электроны растрчивают свою энергию и термализуются. В результате воздействия первичного луча на диэлектрик образуется поток вторичных электронов. В определенном диапазоне энергий падающего электронного луча поверхность диэлектрика заряжается положительно, до тех пор пока ток, входящий в приповерхностный слой,  $J_p$  и ток, выходящий из него,  $J_o + J$  ( $J_o$  — ток вторичных электронов,  $J$  — ток, проходящий через слой диэлектрика) не сравниваются. Если около поверхности диэлектрика установлена коллекторная сетка, то потенциал поверхности через некоторое время станет порядка потенциала коллектора. В результате процессов ионизации и термализации на некоторой глубине  $\sim L$  в диэлектрике создается отрицательный объемный заряд. Разность потенциалов на непротреливаемой части слоя равна  $\Delta U + U$ , где  $U$  — разность потенциалов между нижним электродом и коллекторной сеткой, а  $\Delta U$  определяется положительным зарядом на поверхности и отрицательным — в объеме,  $\Delta U$  остается постоянной, до тех пор пока ток, проходящий через слой,  $J \ll J_p$ .

Важной особенностью методики, существенно упрощающей граничные условия при рассмотрении задачи о прохождении тока в диэлектрике, является постоянство концентрации электронов на контакте  $n_k$ . Она определяется из равенства токов: входящего в слой и выходящего из него. В случае системы МДМ имеем

$$A \exp(-e\phi/kT) \approx n_k v_t,$$

где высота барьера металл—диэлектрик  $\phi$  (а значит, и  $n_k$ ) является сложной функцией температуры, освещенности, внутреннего и внешнего поля, а также предыстории контакта;  $v_t$  — тепловая скорость. При использовании электронного контакта входящий ток  $J_p = \text{const}$ , т. е. при

тока, проходящих через слой малых по сравнению с  $J_p$ , граничные условия на катоде  $n_k = \text{const}$ .

Основной причиной, препятствующей исследованию тонкопленочных диэлектриков в сильных полях ( $\sim 10^6 \div 10^7$  В/см), является их пробой уже при очень малых напряженностях поля [1]. Как было показано [3], пробой пленок связан с локальным характером прохождения тока, вызванным наличием микровыступов на поверхности электродов. Использование электронного контакта позволяет избежать этого и исследовать тонкие слои до полей  $\geq 10^7$  В/см (см. рис. 4) до тех пор, пока в результате

ударной ионизации весь падающий на образец ток не пройдет через слой. В отличие от МДМ системы даже в этом случае не происходит разрушение пленки, так как сопротивление зазора коллектор — поверхность образца резко возрастает и далее напряжение растет уже только на нем.

3. Экспериментальная установка создана на базе растрового электронного микроскопа. В качестве источника света при фотоэлектрических измерениях использовался лазер с перестраиваемой частотой. Образец помещался в термостат с отверстием для попадания на образец первичных электронов.

Принципиальная схема установки показана на рис. 1. Расфокусированный пучок электронов с энергией  $E_p$  и интенсивностью  $J_p$ , сформированный системой электродов и электромагнитных линз (ЭЛ), падает на образец (О). Вблизи поверхности образца установлена мелкоструктурная коллекторная сетка (С) прозрачностью 90%. Поверхность образца, не облучаемая электронным лучом, экранирована от вторичных электронов и ионов остаточного газа металлическим экраном (Э). Для того чтобы потенциал был однородным по поверхности образца, необходимо, чтобы между диаметром луча  $d$ , расстоянием от коллектора до поверхности образца  $h$  и шагом сетки  $a$  выполнялось соотношение  $a \ll h \ll d$ . В нашем случае параметры были такие:  $d=4$  мм,  $h=0,4$  мм,  $a=0,04$  мм.

Величина тока, проходящего через образец, измерялась с помощью электрометрического усилителя (П). Величина тока падающего луча задавалась величиной смещения  $U_{см}$  между катодом (К) и управляющим электродом (У) и менялась от  $10^{-12}$  до  $10^{-7}$  А. Энергия падающих электронов варьировалась в пределах от 0,5 до 5 кВ. Приложенное напряжение  $U$  падает полностью на образце, до тех пор пока ток, проходящий через диэлектрик,  $J \ll J_p$ , т. е. сопротивление зазора коллектор — поверхность диэлектрика намного меньше сопротивления образца:  $R_x \gg R_k$ .

В результате воздействия электронного луча в слое диэлектрика установится такое распределение заряда, что поле у анода (Э) будет отлично от нуля и в системе будет идти ток  $J$ . Величину поправки  $\Delta U$  к разности потенциалов на непротреливаемой части слоя, т. е. начальный нулевой потенциал на нижнем электроде (Э), можно определить по «нулю» тока, проходящего через образец, подавая на него компенси-

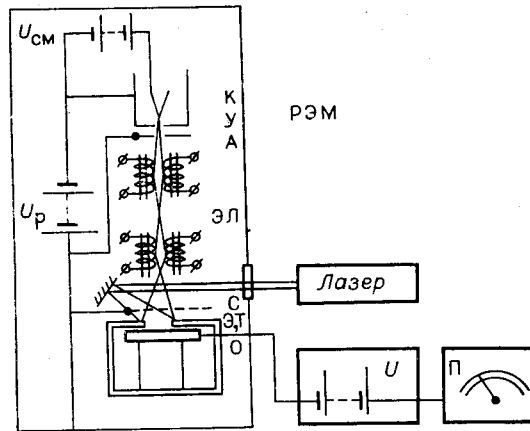


Рис. 1. Принципиальная схема установки:  
К — катод; У — управляющий электрод; А — анод;  
ЭЛ — система электромагнитной фокусировки; С —  
коллекторная сетка; О — образец; Э — экран; П — из-  
мерительный прибор (электрометр); Т — термостат.

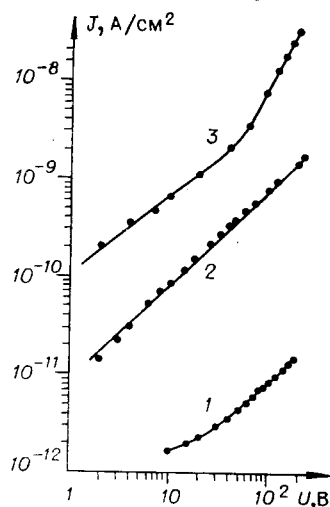


Рис. 2. ВАХ кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ : 1 — в системе МДМ; 2 — методом электронного контакта; 3 — в системе МДМ при облучении кристалла светом ( $\lambda = 630$  нм,  $I = 2$  мВт/см<sup>2</sup>).

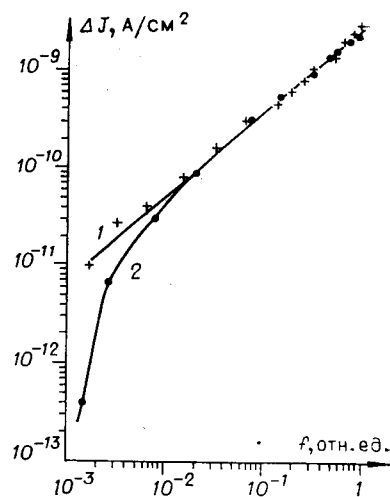


Рис. 3. Люкс-амперные характеристики кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ : 1 — методом электронного контакта; 2 — в системе МДМ.

рующее напряжение. Величина  $\Delta U$  зависит от  $E_p$ ,  $J_p$  коэффициента вторичной электронной эмиссии образца и глубины проникновения электронов в слой. Например, в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  для малых величин токов первичного пучка электронов  $J_p < 10^{-8}$  А/см<sup>2</sup> и энергии  $E_p = 1,1$  кэВ глубина проникновения  $L \sim 30$  нм [4], а  $\Delta U \sim 1 \div 2$  В, однако с ростом интенсивности падающего луча  $\Delta U$  возрастает до 10 В и более. Для кристаллов и пленок  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  величина  $\Delta U$  при  $E_p \sim 500$  эВ и  $J_p \sim 5 \cdot 10^{-3}$  А/м<sup>2</sup> порядка 10 В, с ростом интенсивности падающего луча  $\Delta U$  также возрастает и не зависит от толщины образца. Измерения, выполненные на пленочных образцах  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ , показали, что величина  $\Delta U$  зависит также от освещенности. Воздействие света приводит к перераспределению заряда в приповерхностном слое образца и тем самым к изменению величины  $\Delta U$ . Однако изменение  $\Delta U$  при освещении невелико и при интенсивности света  $\sim 2$  мВт/см<sup>2</sup> составляет  $1 \div 3$  В.

4. Описанная выше методика использована нами для исследования пленочных и кристаллических образцов германата висмута. Для сравнения проведены эксперименты, использующие структуру МДМ. Образцы кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  приготавливались в виде пластинок толщиной 0,8 мм и размерами  $\sim 8 \times 8$  мм<sup>2</sup>. Пленки германата висмута получались методом высокочастотного распыления [5]. Толщины пленок менялись от 0,5 до 3 мк. Верхние электроды наносились только на часть поверхности образца. Это позволило на одних и тех же образцах провести измерения как с двумя электродами, так и методом электронного контакта. Для исследования фотопроводимости на кристаллы  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  были нанесены прозрачные электроды  $\text{In}_2\text{O}_3 + \text{SnO}_2$ .

На рис. 2 показаны стационарные темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ) кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ , полученные с использованием верхнего электрода (1) и без него (2). ВАХ в обоих случаях линейны в данном диапазоне полей, однако удельное сопротивление кристалла, определенное методом электронного контакта, равно  $1,5 \cdot 10^{12}$  Ом·см, а при наличии двух электродов —  $1,5 \cdot 10^{14}$  Ом·см. Такое сильное отличие можно объяснить тем, что в системе МДМ ток ограничивается приконтактным слоем, обедненным носителями тока. Концентрация электронов в области обеднения гораздо меньше, чем в объеме диэлектрика, поэтому проводимость в нем намного ниже. Можно

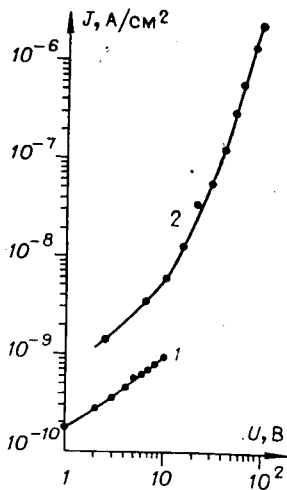


Рис. 4. ВАХ пленки  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ,  $d = 0,54$  мк:  
1 — в системе МДМ; 2 — методом электронного контакта.

считать с хорошим приближением, что все напряжение, приложенное к системе, падает на области обеднения. На рис. 3 приведены люкс-амперные характеристики кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  (632,8 нм), снятые в системе с двумя электродами (2) и методом электронного контакта (1). Фототок для кристалла без электрода зависит линейно от мощности светового потока, в то время как в системе МДМ существует некоторая пороговая мощность излучения  $\sim 6 \cdot 10^{-3}$  мВт/см<sup>2</sup> (630 нм), после которой люкс-амперные характеристики, снятые двумя способами, близки. В результате воздействия света увеличивается инжекция электронов из металла в кристалл,

обедненная область с ростом интенсивности все более заполняется носителем тока и в конце концов их концентрация становится выше концентрации свободных носителей в объеме, после чего ток уже не ограничивается приконтактной областью МДМ системы.

На рис. 2 показана ВАХ кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  в системе МДМ при облучении его световым лучом мощностью  $\sim 2$  мВт/см<sup>2</sup> (630 нм). ВАХ фототока имеет линейный участок и явно выраженный участок более крутого возрастания тока  $J \sim U^m$ ,  $m \sim 2$ . Если квадратичный участок ВАХ интерпретировать в рамках теории токов, ограниченных пространственным зарядом, то наличие его означает, что контакт при данных условиях эксперимента является инжектирующим и возможно таким образом оценить величину эффективной подвижности  $\mu_{\text{эфф}}$  свободных носителей в кристалле. На квадратичном участке ВАХ ток определяется выражением [6]

$$J = 1,0125 (\epsilon \mu_{\text{эфф}} U^2 / d^3),$$

где  $U$  — приложенное к образцу напряжение;  $d$  — толщина образца. Отсюда  $\mu_{\text{эфф}} = 1,5 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/В·с. Величина эффективной подвижности определяется подвижностью  $\mu$  и параметром захвата  $\theta = (N_c / g N_t) \exp(-E_t / kT)$ ,  $\mu_{\text{эфф}} = \theta \mu$ ;  $N_c$  — эффективное число состояний в зоне проводимости;  $g$  — фактор вырождения;  $N_t$  — концентрация ловушек;  $E_t$  — глубина залегания ловушек в запрещенной зоне. В работе [7] приводится значение  $\mu$  для кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20} \sim 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/В·с. Если воспользоваться этим значением  $\mu$ , то для  $\theta$  получим величину  $\sim 1,5 \cdot 10^{-2}$ . Столь большая величина параметра захвата может быть объяснена либо малой глубиной залегания ловушек, либо их малой концентрацией. Напряжение перехода линейного участка ВАХ в квадратичный определяется выражением  $U = 8n_0 e d^2 / 9 \epsilon \epsilon_0 \theta$ , где  $n_0$  — собственная концентрация свободных носителей, в том числе индуцированных светом. Используя найденное выражение  $\theta$ , получим величину  $n_0 \sim 3 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>.

5. Аналогичные измерения выполнены на пленочных образцах германата висмута. На рис. 4 показаны темновые ВАХ пленок  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ , полученные в системе с двумя электродами и без верхнего электрода. Следует отметить следующие особенности результатов, найденных двумя разными методами: 1) инжекция электронов в слой при помощи контактного луча позволяет снимать ВАХ токов в диэлектрике в значительно большем диапазоне напряжений (до полей  $\sim 10^7$  В/см); при инжекции электронов из металлического электрода уже при полях, значительно меньших ( $10^5 \div 10^6$  В/см), наступает пробой; 2) ВАХ пленки  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  при инжекции электронов контактным лучом имеет линейный участок и

ренной при инжекции контактным электронным лучом (линейный участок); 4) результаты измерений при наличии двух электродов плохо повторяются.

Приведенные данные показывают, что условия у инжектирующего контакта в значительной степени, а во многих случаях полностью определяют поведение системы МДМ. Использование электронного луча позволяет создать заведомо инжектирующий контакт и исследовать прохождение ТОПЗ в диэлектриках.

В заключение авторы приносят благодарность Л. Н. Стерилюхиной за проведенные измерения ВАХ пленок германата висмута в системе МДМ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Симмонс Дж. Прохождение тока сквозь тонкие диэлектрические пленки.— В кн.: Технология тонких пленок (справочник). М., «Сов. радио», 1977, с. 345—400.
2. Яснопольский Н. Л., Сергейчева Л. Н., Индришенок В. И. Исследование токов в тонких слоях диэлектриков методом электронного контакта.— В кн.: Вопросы пленочной электроники. М., «Сов. радио», 1966, с. 407—418.
3. Косцов Э. Г. Влияние особенностей микрорельефа поверхности электродов на характер нарушения электрической прочности диэлектрических пленок.— «Изв. высш. учеб. заведений. Сер. физ.», 1970, № 7, с. 32—36.
4. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. М., «Наука», 1969.
5. Гудаев О. А., Косцов Э. Г., Малиновский В. К., Покровский Л. Д. Электрические и фотоэлектрические свойства пленок германата висмута.— «Автометрия», 1978, № 1, с. 96—102.
6. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., «Мир», 1973, с. 33.
7. Lenzo R. V. Light-and electric-field-dependent oscillation of space-charge-limited current in  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ .— «J. Appl. Phys.», 1972, vol. 43, N 3, p. 1107—1112.

*Поступила в редакцию 16 сентября 1977 г.*

УДК 539.216.2 : 537.311.33

**О. А. ГУДАЕВ, Э. Г. КОСЦОВ, В. К. МАЛИНОВСКИЙ,  
Л. Д. ПОКРОВСКИЙ**

*(Новосибирск)*

#### **ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ГЕРМАНАТА ВИСМУТА**

1. Вопросы создания оптоэлектронных элементов методами интегральной технологии становятся в последнее время все более насущными. Специфика пленочного состояния, связанная с контактными явлениями, взаимной диффузией компонент, структурой пленок, определяет как электрические, так и оптические свойства устройств на их основе. Ниже приведены результаты исследований пленок германата висмута — одного из перспективных материалов для оптоэлектроники. Цель работы — комплексное изучение свойств пленок разной толщины, выращенных в идентичных технологических условиях, и выявление их отличий от свойств массивных образцов, уже нашедших применение в практических устройствах.