

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОДНО- И МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК МЕТАЛЛОВ

I. УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕНЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ОДНОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК

*Однодворец Л.В. ст. преп., Овчаренко Ю.М. асп., Опанасюк Н.Н. асп.,
Проценко И.Е. проф., Черноус А.Н. ст. преп.*

ВВЕДЕНИЕ

Создание элементов микроэлектроники, элементов памяти тензодатчиков и др. устройств на основе одно- и многослойных пленок металлов и полупроводников стимулирует детальные исследования электрофизических свойств и процессов, протекающих на границе раздела с подложкой и отдельными слоями пленочных систем. Но, кроме возможности практического применения таких пленок, немаловажную роль играет тот факт, что в них наблюдается целый класс явлений (т.н., внешние и внутренние размерные эффекты), которые не имеют места в массивных образцах.

Данная работа и посвящена экспериментальному исследованию некоторых размерно-температурных явлений в тонких однослойных пленках хрома, кобальта, никеля, меди и металлических пленок хрома с германиевым покрытием.

Получение и исследование пленок производилось в высоком вакууме при давлении газов остаточной атмосферы 10^{-3} Па. При исследовании удельного сопротивления и термического коэффициента сопротивления в качестве подложек применялись полированные стеклянные пластины с вплавленными молибденовыми стержнями, а для исследования тензоэффекта - подложки из стеклотекстолита. При изучении температурных эффектов пленки отжигались в вакууме со скоростью 2 - 3 К/с от комнатной температуры до 700 К (три и более цикла по схеме "нагрев \leftrightarrow охлаждение"). Тензочувствительность измеряли двумя способами: методом изгиба (малые деформации - до 0.5×10^{-3}) и методом растяжения (большие деформации - до 20×10^{-3}). Если методика деформации на изгиб использовалась нами и ранее [1], то методика деформации на растяжение была применена впервые. Суть ее сводится к растяжению жестко закрепленной подложки специальной конструкции с нанесенной пленкой с помощью микровинта. В этом случае величина деформации в продольном направлении определяется по соотношению $\epsilon_1 = \Delta l / l_0$, где l_0 и Δl - начальная длина образца и ее изменение соответственно. Суммарная толщина пленки или отдельных слоев измерялась с помощью интерферометра Линника с погрешностью 10% при толщинах $d > 40$ нм.

1. ЗАЛЕЧИВАНИЕ ДЕФЕКТОВ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Многочисленные экспериментальные исследования указывают на то, что удельное сопротивление тонких пленок всегда больше по сравнению

Работа докладывалась на научно-технической конференции "Техника и физика электронных устройств. 18 - 20 мая 1995, г. Сумы" и рекомендована оргкомитетом к публикации.

с массивными образцами. Это связано с такими тремя основными причинами:

а) проявление размерного эффекта в электропроводности в связи с ограничением длины свободного пробега электронов геометрическими размерами пленки (толщина) и кристаллитов;

б) внедрением остаточных газов в кристаллическую решетку;

в) накоплением дефектов кристаллического строения.

Роль первого фактора уменьшается при увеличении толщины пленки. При конденсации в достаточно чистых вакуумных условиях (низкое давление остаточных газов, "безмасляная" откачка и высокая скорость конденсации) роль второго фактора также можно свести к минимуму. В связи с тем обстоятельством, что в пленках при любых условиях конденсации образуются дефекты кристаллического строения, которые в процессе отжига залечиваются, то роль третьего фактора можно изучить в отжиговых экспериментах.

Согласно теоретической модели Вэнда [2] деформация решетки, которая релаксирует во время отжига, обуславливается дефектами внедрения и вакансиями, примыкающими близко друг к другу.

Для залечивания этих дефектов требуется энергия залечивания E , которая может изменяться от нуля до энергии активации самодиффузии Q .

Полное сопротивление, обусловленное наличием дефектов, выражается формулой

$$\rho = \int_{-\infty}^{+\infty} r(E) N(E) dE, \quad (1)$$

где $r(E)$ - вклад в остаточное сопротивление, обусловленный дефектом из единицы объема образца с энергией залечивания от E до $E + dE$.

Функция распределения $F_0(E) = r(E) N(E)$ описывает спектр дефектов пленки и имеет такой вид:

$$F_0(E) = -1/kU \partial \rho / \partial T, \quad (2)$$

где $\frac{\partial \rho}{\partial T} = \frac{\partial \rho_1}{\partial T} - \frac{\partial \rho_2}{\partial T}$ ($\frac{\partial \rho_1}{\partial T}, \frac{\partial \rho_2}{\partial T}$ - изменение удельного сопротивления

при первом и втором отжиге, соответственно); k - постоянная Больцмана; $U = u(u+2) / (u+1)$, где u определяется из уравнения $u + \lg u = \lg 4n\tau v_{\max}$ (v_{\max} - максимальная дебаевская частота; n - число атомов, вызывающих дефекты, которое можно брать примерно от 10 до 100; τ - время отжига). Зависимость $F_0(E)$ представляет собой колоколообразную кривую, по которой определяется величина F_0 , пропорциональная плотности дефектов $n, F_0 = ukT$.

Для получения функции распределения $F_0(E)$ необходимо рассчитать $\partial \rho / \partial T$ при последовательных значениях температуры и времени отжига, вычислить $\partial \rho / \partial T$ с учетом второго нагрева и подставить в уравнение (2). Площадь под кривой $F_0(E)$ равна

$$\int_{E_1}^{E_2} F_0(E) dE$$

и показывает вклад в удельное сопротивление всех дефектов, имеющих энергию в указанном интервале $\Delta E = E_2 - E_1$, где E_1 и E_2 соответствуют начальному и конечному значению температуры в исследуемом интервале.

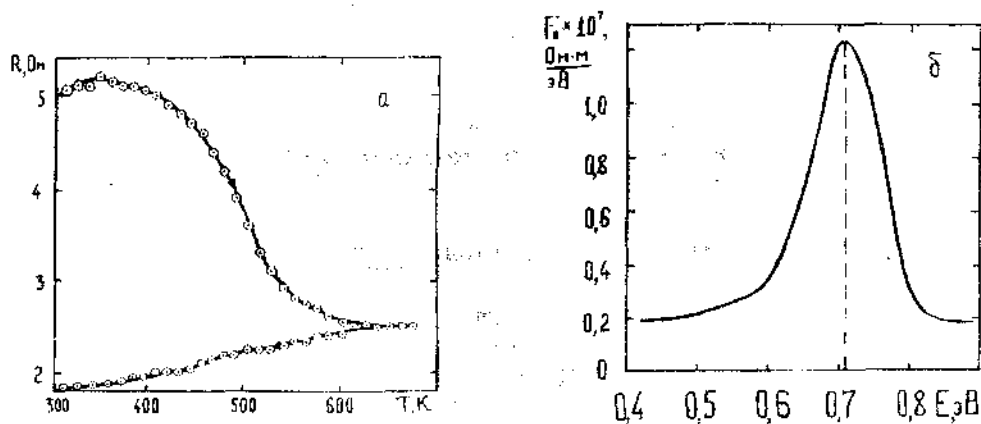


Рис. 1. Зависимость сопротивления от температуры (а) и функция распределения $F_0(E)$ (б) для пленки меди ($d \approx 60$ нм).

Рис.1,а иллюстрирует зависимость сопротивления пленки меди (толщина $d \approx 60$ нм) от температуры. По температурной зависимости $\rho(T)$ в процессе отжига до 700К и последующего охлаждения до 300К были рассчитаны функции распределения $F_0(E)$, описывающие спектр дефектов для хрома, кобальта и меди, максимум которых приходится на F_{0m} и E_m (рис.1,б).

В таблице 1 приведены типичные результаты, полученные нами. Обращает на себя внимание тот факт, что в основном фиксируется два максимума на кривой распределения. Это связано с отжигом дефектов упаковки с несколько различными энергиями активации.

Таблица 1
Значения энергии активации залечивания дефектов в Cr, Co и Cu

Пленка	$E_{in}, \text{эВ}$		$F_{0m}, \text{Ом}\cdot\text{м}/\text{эВ}$		Условия получения	E_m / Q	
	1макс	2макс	1макс	2макс		1макс	2макс
Cr	0.50	-	1.2×10^{-4}	-	$T_n = 290\text{К}, d \approx 2\text{нм}$	0.21	-
	0.60	0.86	1.2×10^{-6}	1.7×10^{-6}	$T_n = 290\text{К}, d \approx 81\text{нм}$	0.23	0.33
Co	0.80	1.00	3.0×10^{-6}	2.3×10^{-6}	$T_n = 300\text{К}, d \approx 42.5\text{нм}$	0.29	0.37
	0.75	0.98	1.0×10^{-6}	3.4×10^{-6}	$T_n = 300\text{К}, d \approx 68\text{нм}$	0.28	0.36
Cu	0.71	-	1.2×10^{-7}	-	$T_n = 300\text{К}, d \approx 42.5\text{нм}$	0.34	-
	0.79	0.90	1.7×10^{-6}	1.1×10^{-6}	$T_n = 300\text{К}, d \approx 68\text{нм}$	0.38	0.44
	0.79	-	1.7×10^{-7}	-	$T_n = 300\text{К}, d \approx 190\text{нм}$	0.38	-

Полученные значения хорошо согласуются с известными литературными данными, в частности, для пленок хрома, полученных в сверхвысоком вакууме [3], $E_m = 0.50 \div 0.90$ эВ.

В таблице 1 также представлены результаты сравнения E_m с энергией самодиффузии. Во всех случаях E_m составляет от 20 до 44% от величины Q .

Это означает, что атомы металла, принимающие участие в залечивании дефекта, преодолевают небольшой энергетический барьер, что обуславливается их расположением непосредственно возле дефекта.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕНЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Существует ряд теоретических моделей [4-6], которые описывают размерную зависимость коэффициентов продольной (γ_l) и поперечной (γ_t) тензочувствительности в металлических пленках с учетом как внешнего, так и внутреннего размерных эффектов.

Согласно [5] соотношение для коэффициента продольной тензочувствительности имеет следующий вид:

$$\gamma_l d \approx (\eta_l + 1) f(\alpha) d - (1 - p) \lambda_0 [(\eta_l + 1) f(\alpha) N(\alpha) - (1 - \mu') U(\alpha)], \quad (3)$$

где $f(\alpha) = \sigma_g / \sigma_0 = \beta_g / \beta_0$ - известная функция зернограничного рассеяния (σ_g, β_g и σ_0, β_0 - удельная проводимость и температурный коэффициент сопротивления бесконечно толстой пленки и массивного монокристалла соответственно); λ_0 - средняя длина свободного пробега электронов; η_l - деформационный коэффициент средней длины свободного пробега; $\alpha = \lambda_0 L^{-1} R(1-R)^{-1}$ (L - средний размер кристаллитов, R - коэффициент зернограничного рассеяния носителей электрического тока); p - коэффициент зеркальности внешних поверхностей пленки; $N(\alpha)$ и $U(\alpha)$ - известные [5], слабо зависящие от α функции; $\mu' = \mu_s(1 - \mu_s)(1 - \mu_s)^{-1}$, где μ_s и μ_t соответственно коэффициент Пуассона материала подложки и пленки.

Как видно из (3), по угловому коэффициенту зависимости $\gamma_l d$ от d можно рассчитать деформационный коэффициент η_l . Отметим, что соотношение для γ_t имеет аналогичный вид, и расчет η_t производится таким же образом.

Величина коэффициентов тензочувствительности γ_l и γ_t рассчитывалась по тангенсу угла зависимости $\Delta R/R_n$ от ϵ_n для третьего или четвертого деформационного циклов, начиная с которых γ_l и γ_t приобретают постоянное значение (рис. 2, а).

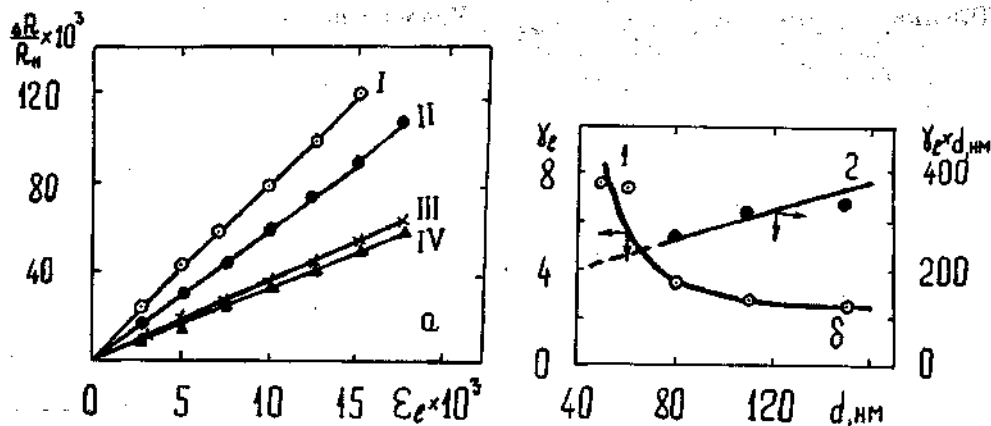


Рис. 2. Деформационная зависимость $\Delta R/R_n$ от ϵ_n при четырех циклах нагрузки для пленки меди ($d \approx 80$ нм): I-IV - номера деформационных циклов (а); зависимость γ_l от d для пленок меди (кривая 1) и $\gamma_t d$ от d (кривая 2) (б)

На основе таких расчетов были получены размерные зависимости γ_l и γ_t от толщины пленки. В частности, на рис. 2,б (кривая 1) представлена

зависимость γ_i от d для пленки меди. Здесь же (кривая 2) иллюстрируется линеаризуемая зависимость (для толщин больше 70 нм) $\gamma_i d$ от d , с помощью которой по соотношению (3) рассчитывалась величина η_i .

В таблице 2 приведены экспериментальные данные по исследованию тензочувствительности для пленок хрома, кобальта, никеля и меди.

Таблица 2

Экспериментальные данные по тензочувствительности

Пленка	γ_{i0}	Характер зависимости	η_i	Характер деформации
Cr	1.5	Монотонно уменьшается от $\gamma_i = 40$ при $d = 40$ нм	4.3	Изгиб
Co	3*	Проходит через максимум $\gamma_i = 20$ при $d = 70$ нм	2	Изгиб
Ni	2	Монотонно уменьшается от $\gamma_i = 85$	1	Изгиб
Cu	2	Монотонно уменьшается от $\gamma_i = 8$ при $d = 50$ нм	2.1	Растяжение

* Экстраполяция производилась для толщин $d > 70$ нм. Величина γ_{i0} получается путем экстраполяции зависимости $\gamma_i(d)$ на $d \rightarrow \infty$.

Все эти результаты можно объяснить в терминах эффективности рассеяния электронов в процессе деформации на внешних поверхностях пленки или на границе зерен.

В заключение этого параграфа отметим, что в работе [7] приведены деформационные зависимости для пленок меди, из которых можно рассчитать величину γ_i . При $d = 85$ нм имеет необычно малое значение 0.2, что совершенно не согласуется с нашими данными.

3. ПЛЕНКИ ХРОМА С ГЕРМАНИЕВЫМ ПОКРЫТИЕМ

В последнее время начались исследования особенностей электронных свойств металлических пленок с диэлектрическим или полупроводниковым покрытием [8,9]. Эти особенности связаны с изменением условий отражения электронов проводимости на границе (диэлектрик, полупроводник)/ металл или образованием экситонов Ванье-Мотта с эффективным радиусом до 10 нм. В частности, в работе [9] приведены исследования электрических свойств пленки хрома с германиевым покрытием (Ge/Cr/П, где П - подложка). Согласно этим исследованиям, сопротивление пленки хрома (толщина 3 - 20 нм) после покрытия ее германием (толщина 3 - 45 нм) уменьшается до 40%. Авторы связывают данное уменьшение с образованием экситонных пар электрон-дырка.

Для выяснения возможности проявления этого механизма произведем оценку ожидаемого изменения удельного сопротивления пленки хрома при

покрытии ее пленкой германия. В основу расчета положим соотношения теории экситонов [10] и кинетической теории проводимости металлов и полупроводников [11,12]. Согласно [10] экситон Ванье - Мотта можно представить как водородоподобный атом с эффективным радиусом

$$r^* = \epsilon \hbar^2 / m^* e^2, \quad (4)$$

где ϵ - относительная диэлектрическая постоянная, \hbar - постоянная Дирака, e - величина заряда электрона, $m^* = m_e m_h / (m_e + m_h)$ - приведенная масса (m_e и m_h - масса электрона и дырки соответственно). Используя необходимые данные ($\epsilon = 10$, $m^* = 0.1m_0$, где m_0 - масса свободного электрона), можно получить, что r^* имеет величину порядка 10 нм.

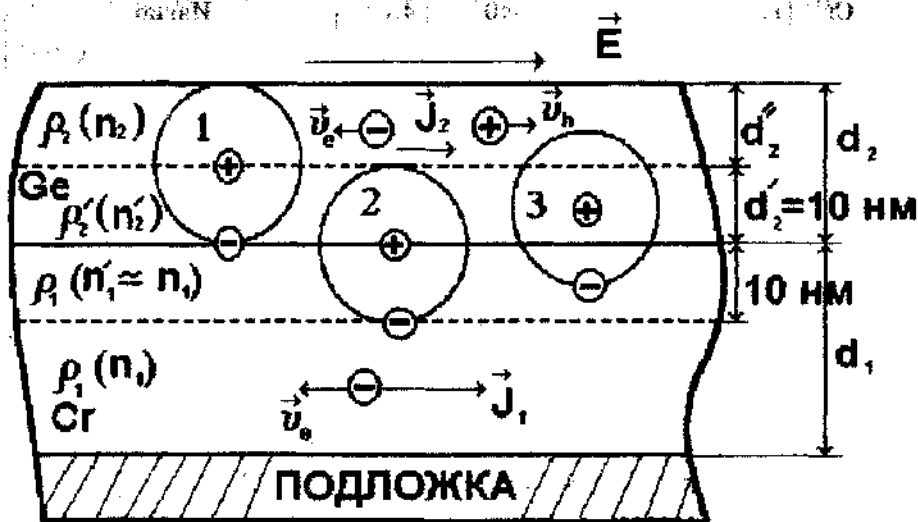


Рис. 3. Схема образования экситонов в двухслойных пленках Ge/Cr/Π: \vec{J}_1 и \vec{J}_2 - плотность тока, обусловленная собственной проводимостью германия и хрома; 1-3 - три возможных типа экситонных пар; \vec{v} - средняя скорость носителей; \vec{E} - напряженность электрического поля; n - концентрация носителей

Исходя из этого, для оценки влияния экситонов на удельное сопротивление будем пользоваться моделью двухслойной пленки Ge/Cr/Π, изображенной на рис.3. Конкретно зададимся такими значениями толщин: $d_1 = 50$ нм и $d_2 = 20$ нм, которые практически реализованы в эксперименте. Оценку изменения удельного сопротивления за счет обеднения носителей электрического тока будем проводить с помощью соотношений:

$$\sigma_1 = n_1 e^2 \lambda_0 / 2m\vec{v}, \quad \sigma_2 = en_2(u_e + u_h), \quad (5)$$

где n_1 и n_2 - концентрация носителей в хrome и германии ($n_2 = n_e = n_h$); u_e и u_h - подвижности электронов и дырок в германии. Величину n_1 можно взять примерно 10^{29} м^{-3} [11], а для оценки n_2 воспользуемся следующими значениями: $\sigma_2(300\text{K}) = 80 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ [12], $u_e = 0,39 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$,

Электrofизические свойства пленок Ge/Cr/II

Образец	Хром		Германий		Cr, Ge/Cr	
	d, нм	$\rho \cdot 10^6$, Ом м	d, нм	ρ , Ом м	$\frac{\rho(\text{Cr}) - \rho(\text{Ge/Cr})}{\rho(\text{Cr})}$	$\frac{R(\text{Cr}) - R(\text{Ge/Cr})}{R(\text{Cr})}$
Cr Ge	180	5.0	20	0.10	-0.15	≈ 0
Cr Ge	50	2.7	20	0.12	-0.22	0.078
Cr Ge	30	1.9	20	0.10	-0.35	0.001
Cr ^{*)} Ge	30	2.4	20	0.10	-0.35	0.015
Cr ^{*)} Ge	60	4.7	10	-	-0.18	≈ 0
Cr ^{**)} Ge	3	0.28	18.5	-	-	0.39
Cr ^{**)} Ge	14.6	0.36	22	-	-	0.04
Cr ^{**)} Ge	19.1	0.87	12	-	-	0.11

*) Германий наносится на отожженные пленки хрома.

**) Данные, взятые из работы [9].

$n_1 = 0.19 \text{ м}^2 \text{ В}^1 \text{ с}$ [13]. Подставляя данные значения в (5), получаем $n_2 = 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Нетрудно видеть, что изменением концентрации n_1 за счет образования экситонных пар можно пренебречь. Тогда, исходя из рис.3, пленку хрома с германиевым покрытием можно рассматривать как трехслойный образец с удельным сопротивлением слоев ρ_1 , ρ_2 и ρ_2 и соответствующей концентрацией носителей n_1 , n_2 и n_2 . При такой геометрии ρ_2 будет равно $2\rho_2$, и, если воспользоваться формулой для удельного

сопротивления трех проводников, соединенных параллельно:

$$\rho_{\text{расч}} = \frac{\rho_1 \rho_2 \rho_3 (d_1 + d_2 + d_3)}{\rho_2 \rho_3 d_1 + \rho_1 \rho_3 d_2 + \rho_1 \rho_2 d_3} \quad (6)$$

то можно оценить величину $\rho'_{\text{расч}}$ при наличии экситонов (отметим, что при расчетах мы берем $\rho_2 = 2\rho_2$, $\rho_3 = \rho_2$, $d_2 = d_2'$, $d_3 = d_2'$). Имеет смысл полученное значение $\rho'_{\text{расч}}$ сравнить с удельным сопротивлением $\rho_{\text{расч}}$ двухслойной пленки Ge/Cr/П без экситонных пар. Проведенные расчеты дают величину $\rho'_{\text{расч}}/\rho_{\text{расч}} = 1.02$, т.е. ожидаемый эффект увеличения удельного сопротивления составляет 2%. Если сравнить $\rho_{\text{расч}}$ и $\rho'_{\text{расч}}$ с экспериментальным значением $\rho = R\alpha d/l$, то здесь отличие достигает примерно 10%: $\rho/\rho' = 0.89$ и $\rho/\rho_{\text{расч}} = 0.91$. Для других значений d_1 и d_2 мы получаем примерно такие соотношения. Однако, более наглядным параметром, характеризующим вклад экситонного механизма, на наш взгляд, является отношение $[\rho(\text{Cr}) - \rho(\text{Ge/Cr})]/\rho(\text{Cr})$ (таблица 3). Хотя в этой же таблице приведены также величины относительного изменения сопротивления, но они не являются столь наглядными, как относительное изменение удельного сопротивления. Отрицательные значения $[\rho(\text{Cr}) - \rho(\text{Ge/Cr})]/\rho(\text{Cr})$ говорят как раз в пользу реализации экситонного механизма проводимости, хотя получаемые значения намного больше 2%, вытекающих из теоретической оценки. Тогда надо полагать, что в реальных экспериментальных условиях, кроме анализируемого эффекта, проявляют себя и другие (упорядочение пленок, взаимная диффузия элементов, размерные эффекты и т.п.), которые перекрывают вклад экситонов в приращение удельного сопротивления металлической пленки после покрытия ее полупроводником.

SUMMARY

Temperature and size effects in thin films Co, Ni, Cr, Cu and Cr films with Ge overlayer were investigated. Values strain coefficient of resistance and size dependence defining by the method of deformation. The experiment show, that Ge overlayer increase the resistivity of thin Cr films. This is linked with the exciton mechanism of conductivity.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петренко С.В., Проценко И.Е., Смолин М.Д. Электрические свойства аморфных и мелкодисперсных пленок вольфрама // Металлофизика. - 1986. - Т.8, №6. - С. 22 - 24.
2. Майссел Л.И. Электрические свойства металлических пленок/ Технология тонких пленок, Т.2 / Под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга. - Москва: Сов. радио, 1977. - С.305 - 344.
3. Лобода В.В., Проценко И.Е., Сердюк С.В. Расчет спектра деформации тонких пленок хрома, полученных в вакууме 10^{-6} Торр / Дел. ВИНТИ. 1982. - С.9.
4. Tellier C.R., Tossier A.J. Approximate strain coefficient of metallic films deduced from an effective Fuchs-Sondheimer conduction model and from an effective relaxation time method // Thin Solid Films. - 1979. - V.57, N1. - P. 163 - 168.
5. Pichard C.R., Tellier C.R. Lenearization of polycrystalline film gauge factor // Rev. Phys. Appl. - 1979. - V.14, N8. - P.743-750.
6. Tellier C.R., Pichard C.R., Tossier A.J. Three-dimensional strain coefficients of resistivity of thin polycrystalline metals films // J. Mater. Sci. - 1981. - V.16, N8. - P.2281-2286.
7. Rajanna K., Mohan S. Response of thin films strain gauge to tensile and compressive strains by a cantilever technique // Phys. Stat. Sol. - 1988. - N 105. - P. k181 - k184.
8. Ахмедов С.Ш., Капирин К.М. Влияние диэлектрического покрытия на свойства тонких пленок висмут - сурьма в магнитном поле // ФТТ. - 1992. - Т.34, N7. - С. 2310 - 2312.
9. Schoder R., Walsh L. Effect of Ge overlayers on the electrical resistance of thin Cr films // J.Vac.Technol.A. - 1991. - V.9, N 3. - P.577 - 580.
10. ФЭС. - Москва: СЭ, 1983. - С. 361.
11. Сапеллев И.В. Курс общей физики. - Москва: ФМЛ, 1978. - т.3. - С. 241 - 243.

12. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. - Москва: Высшая школа, 1971. - С. 161 - 163.
13. Горбунова О.И., Зайцева А.М., Красников С.Н. Задачник-практикум по общей физике. - Москва: Просвещение, 1978. - С. 106.

Поступила в редколлегию 6 июля 1995 г.

УДК 537.87 : 621.37

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР В ЭЛЕКТРОНИКЕ КВЧ

*Воробьев Г.С., доц., Макеев О.С., асп., Пушкарев К.А., ст. науч. сотр.,
Цык А.И.,* вед. науч. сотр.
(*ИРЭ НАН Украины)*

ВВЕДЕНИЕ

Одной из проблем в области физики и техники миллиметровых и субмиллиметровых волн является создание высокоэффективных источников электромагнитных колебаний и элементной базы радиосистем. Значительные успехи в этом направлении достигнуты при использовании явлений трансформации поверхностных электромагнитных волн источников различных модификаций в объемные волны на специальных открытых электродинамических системах [1,2]. В электронике крайне высоких частот (КВЧ) трансформация поверхностных волн электронных пучков (ЭП) в объемные волны реализуется при использовании радиационных эффектов, наиболее широкое применение из которых нашли дифракционное, черенковское и переходное излучения. На эффекте дифракционного излучения (ДИ) предложен и реализован новый класс приборов - генераторы дифракционного излучения (ГДИ).

Вместе с тем, теоретические и экспериментальные исследования [3-6] указывают, также, на возможность использования черенковского излучения (ЧИ) либо комбинации дифракционно-черенковского излучения (ДЧИ) в конкретных схемах генераторов КВЧ [7]. В качестве преобразователя поверхностных волн ЭП в объемные в таких устройствах используются периодические металлодиэлектрические структуры (МДС) типа диэлектрический слой (резонатор) - дифракционная решетка (ДР), которые обладают широкими функциональными возможностями как в плане построения новых модификаций источников колебаний КВЧ, так и в плане создания элементной базы радиосистем.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ СХЕМ УСТРОЙСТВ ЭЛЕКТРОНИКИ КВЧ НА БАЗЕ МДС

На рис.1а, для сравнения с ниже анализируемыми приборами, представлена простейшая схема ГДИ. Принцип действия таких устройств основан на эффекте излучения модулированного по плотности заряда ЭП 1, движущегося вблизи дифракционной решетки (периодической структуры) 2, расположенной на нижнем зеркале открытого резонатора (\rightarrow ОР). Модулированный по плотности заряда ЭП образует электронную волну конвекционного тока, распространяющуюся вблизи ДР с постоянной фазовой скоростью, удовлетворяющей условию