

Оптические, ИК- и ТГц-экраны на основе слоистых структур металл–диэлектрик–полупроводник

М.В. Давидович^{1,2,3}, И.А. Корнев³

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия,

²Саратовский филиал ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова, Саратов, Россия,

³ООО НПФ NPF "ETNA PLUS", Саратов, Россия

Аннотация

Рассмотрены многослойные покрытия из наноразмерных слоёв металл–диэлектрик–полупроводник, расположенных на прозрачной подложке, описываемые на основе модели Друде–Лоренца и представляющие собой многополосные фильтры – экраны для различных диапазонов. Исследуются структуры с несколькими слоями и квазипериодические структуры. Предложен метод приближённого синтеза по полосам заграждения для структур типа два слоя в периоде и три слоя в периоде. Для трёх слоёв различие в плазменных частотах позволяет расширить полосу. Показано, что полупроводниковые слои из узкозонных материалов типа InSb перспективны для структур ТГц-диапазона с возможностью подстройки диапазонов путём легирования.

Ключевые слова: многослойные покрытия, тепловые экраны, поверхностные плазмоны, коэффициент отражения.

Цитирование: Давидович, М.В. Оптические, ИК- и ТГц-экраны на основе слоистых структур металл–диэлектрик–полупроводник / М.В. Давидович, И.А. Корнев // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 5. – С. 765-772. – DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-765-772.

Введение

В оптическом диапазоне широко используются многослойные экраны (зеркала) и фильтры из прозрачных слоёв, отличающихся показателем преломления (ПП) $n = \sqrt{\epsilon(\omega)}$ [1–11]. Число подобных публикаций весьма велико. Такие плоскостойкие структуры могут служить как зеркала или как многополосные фильтры с окнами прозрачности и непропускания (заграждения) [2–10]. Для проявления селективных свойств толщины слоёв должны быть порядка четверти длины волны, что для оптического диапазона с учётом ПП соответствует сотням нм. Большое значение при этом имеют потери и дисперсия диэлектрической проницаемости (ДП) $\epsilon(\omega)$, ухудшающие, как правило, свойства и ограничивающие полосу. Получение сильно селективных свойств на небольшом числе слоёв требует большого различия их ДП. Однако у оптически прозрачных материалов такое различие невелико, как невелико и разнообразие самих таких материалов. Поэтому возникает задача синтеза слоёв с заданными свойствами. Большинство материалов в той или иной степени содержат свободные носители зарядов, т.е. относятся к полупроводникам, полуметаллам и металлам (эта градация сильно зависит от рассматриваемого диапазона и температуры). Параметры полупроводниковых слоёв (концентрации и плазменные частоты) можно менять легированием, оптической и электрической накачкой, а также управлять ими с помощью внешнего магнитного поля, что делает привлекательным использование полупроводниковых плёнок. Кроме того, возможно допирование диэлектрических плёнок металлическими и иными наночастицами с использованием формул смешения типа Бруггемана,

Дж.К.М. Гарнетта и ряда других. В сильном магнитном поле ДП металлических и полупроводниковых плёнок приобретает тензорный характер со свойствами замагниченной плазмы. Такую тонкую плёнку толщины t удобно описывать тензором двумерной проводимости $\hat{\sigma} = i\omega\epsilon_0 (\hat{\epsilon}(\omega) - \hat{I})t$, где $\hat{\epsilon}(\omega)$ – ДП плазмы.

В ИК- и ТГц-диапазонах также интересны отражающие экраны, многополосные фильтры, фильтры-поглотители. Такие плоскостойкие структуры можно рассматривать как метаповерхности. В частности, нанесённые на оконное стекло прозрачные в оптическом диапазоне, но сильно отражающие в ИК-диапазоне структуры или тепловые экраны весьма перспективны: зимой они препятствуют излучению тепла из здания, что позволяет существенно экономить на отоплении, а жарким летним днём препятствуют проникновению тепла внутрь. Многослойные тепловые экраны на основе наноразмерных плёнок Cu-SiO₂, Cu-SiO, Al-SiO₂, Al-SiO были предложены в работе [12]. Также подобные структуры рассматривались в ряде других работ [13–18]. Использование только плёнок SiO₂, по-разному допированных для небольшого отличия ПП, в принципе позволяет получить модуль коэффициента отражения, почти равный единице, но требует создания структуры с несколькими десятками периодов, что технически сложно. Использование хорошо проводящих металлов позволяет создавать слои с $\text{Re}(\epsilon(\omega)) < 0$, поддерживающие затухающие моды, но они хорошо прозрачны только в узком оптическом диапазоне, а на низких частотах имеют большую отрицательную мнимую часть и большие потери.

В общем случае мы будем описывать любой слой ДП в форме модели Друде–Лоренца:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_L(\omega) - \omega_p^2 / (\omega^2 - i\omega\omega_c),$$

где $\varepsilon_L(\omega)$ – Лоренцев член (без учёта вклада свободных носителей заряда). Он соответствует ДП кристаллической решётки или поляризации атомов, а также поляризации за счёт межзонных переходов (если они есть). Для диэлектрика достаточно для плазменной частоты положить $\omega_p = 0$, что соответствует отсутствию свободных зарядов. Для низких потерь должна быть мала частота столкновений ω_c , для чего нужны чистые материалы, низкие температуры или компенсация потери путём оптической накачки (в другом диапазоне) полупроводниковых слоёв, т.е. создание структур типа спазеров. В частности, это интересно для ИК- и ТГц-экранов при накачке из оптического или УФ-диапазонов.

Цель данной работы – исследование структур из нескольких слоёв, квазипериодических структур с несколькими разными материалами слоёв и аналогичных периодических структур для получения селективных свойств в оптическом, ИК- и ТГц-диапазонах. При этом для увеличения широкополосности предложено использовать материалы с сильно различающимися и перестраиваемыми (оптически, электрически или за счёт температуры) значениями плазменных частот. Для существенно различных поддиапазонов удобны квазипериодические структуры, в которых большой период содержит несколько периодически расположенных с малым периодом элементов.

Структуры из нескольких слоёв

Е-моды и Н-моды относительно перпендикулярного слоям направления распространения характеризуются нормированными на $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ волновыми импедансами $\rho_n^e = k_z / (k_0 \varepsilon_n)$ для Е-моды, и $\rho_n^h = k_0 / k_{zn}$ для Н-моды, где $k_{zn} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_n - k_x^2}$. Дифракция на структуре описывается полной нормированной матрицей передачи $\hat{a}$, равной произведению матриц передачи всех слоёв:

$$\hat{a}_n = \begin{bmatrix} \cos(\theta_n) & i \sin(\theta_n) \rho_n^{(e,h)} \\ i \sin(\theta_n) / \rho_n^{(e,h)} & \cos(\theta_n) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где $\theta_n = k_{zn} t_n$, t_n – толщина слоя. ДП имеет вид $\varepsilon_n = \varepsilon'_n - i\varepsilon''_n$. При возбуждении плоской волной величина k_x действительная и определяет угол падения $\phi = \arctan(k_x / k_{z0})$, где $k_{z0} = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$. Если же вдоль структуры распространяется плазмон, то величина k_x комплексная и определяется из дисперсионного уравнения, которое следует из согласования импедансов вакуума и структуры [19–21]. Соответственно возбуждение плазмона квазиплоской волной тем сильнее, чем меньше коэффициент отражения, который зависит от угла падения. При возбуждении квазимонохроматическим пучком с угловым спектром возникает зависимость цветности от угла в отражённом и прошедшем свете [22]. При дифракции возможно

условие $\theta_n \approx -i|\theta_n|$, если $\varepsilon'_n < 0$ и $k_0^2 \varepsilon'_n - k_x^2 < 0$, а диссипация в слое мала, что обычно соблюдается в области плазмоники. В этом случае матрица передачи слоя в пренебрежение диссипацией имеет вид

$$\hat{a}_n = \begin{bmatrix} \cosh(|\theta_n|) & i \sinh(|\theta_n|) \rho_n^{(e,h)} \\ i \sinh(|\theta_n|) / \rho_n^{(e,h)} & \cosh(|\theta_n|) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Перемножение соответствующих слоям матриц типа (1) и (2) может для полной матрицы конечной структуры приводить к условиям либо $|X| < 1$ (структура работает как фазовращатель со сдвигом фазы ψ и фазовым множителем $\exp(-i\psi)$), либо $|X| > 1$ (структура работает как аттенуатор с множителем $\exp(-|\psi|)$). Здесь $\cos(\psi) = X = (\hat{a}_{11} + \hat{a}_{22}) / 2$. В общем случае диссипации фазовый сдвиг и множитель комплексные.

При расчёте структур из нескольких слоёв случай $|X| > 1$ может быть реализован в полосе непропускания как при условиях $\varepsilon'_n < 0$, так и при условиях $\varepsilon'_n > 0$, а также и при смешанных условиях. При этом на границе полосы имеет место равенство, а в центре $|X|$ максимально. Вне полосы загораживания возникают резонансы пропускания. Такие резонансы на эванесцентных модах известны, например, для периодических структур [23]. Загораживание при всех прозрачных слоях, отличающихся ПП с $\cos(\theta_n) \leq 1$ в периодическом случае, известно как отражение за счёт брэгговских резонансов. При малом числе слоёв (периодов) хорошее загораживание получается при сильном различии ДП (ПП) слоёв.

Вычислив матрицу передачи, имеем коэффициент отражения структуры: $R = (Z - 1) / (Z + 1)$, где введён её нормированный импеданс

$$Z = \frac{a_{11} + a_{12} / \rho}{a_{21} \rho + a_{22}}. \quad (3)$$

Уравнение (3) пригодно для обеих поляризаций. Указанный выше аналитический расчёт можно использовать для матриц слоёв (1) и (2) в качестве начального приближения для численной оптимизации, которую удобно проводить из условия

$$\min \sum (|R|^2 - |R_0|^2),$$

где $|R_0|$ – искомое значение модуля коэффициента отражения, а сумма берётся по заданным частотным точкам. Также можно производить численный синтез по сопротивлению (3), а в случае малой диссипации и по значению $|X|$.

Квазипериодические структуры

Такие структуры имеют число периодов порядка нескольких десятков. Периодичность сильно сказывается на частотной характеристике уже при числе периодов более десяти, а при их числе порядка сорока и более вполне можно использовать дисперсионную характеристику Флоке–Блоха периодической структуры фотонного кристалла (ФК). Последняя

определяет фазовый сдвиг $\psi = k_z d$ на периоде d . Этот сдвиг можно получить как полную фазу коэффициента прохождения T , рассчитанную с учётом её скачков 2π и делённую на длину структуры. Полосы заграждения (непропускания) имеют место в областях запрещённых зон дисперсии $\psi(k_0)$. Следует отметить, что запрещённые зоны существуют для структур без диссипации (в них фазовый сдвиг мнимый), а при потерях в них имеет место распространение с большими затуханиями [19–21]. При этом даже если структура почти периодическая, периодичность волн из-за затухания нарушается. Синтез таких структур удобно производить на основе величины X для одного периода. Синтезируемые таким образом структуры с большим числом периодов и слоёв должны затем быть проанализированы как конечные с вычислением коэффициента отражения R и прохождения T . Число слоёв как минимум в два раза больше числа периодов, поскольку простейшие структуры содержат два слоя в периоде. Удобны структуры с тремя слоями в периоде с сильно различающимися плазменными частотами. В частности, один из слоёв может быть диэлектрическим, т.е. с нулевой плазменной частотой. Такие квазипериодические структуры содержат ещё больше слоёв. Интересны структуры типа период в периоде, когда большой период содержит несколько мелких периодов из двух слоёв. Однако для синтеза такие структуры должны быть хорошо прозрачны.

Выполнение структур со многими слоями – технологически достаточно сложная и дорогая операция. Для ИК (тепловых) экранов с большой поверхностью желательно напылять не более двух металлических или полупроводниковых слоёв. Для структур со многими периодами удобно синтезировать периодические структуры, а затем путём оптимизации пытаться корректировать частотные свойства реальной структуры. Итак, для двух или трёх слоёв в периоде начальная оптимизация идёт по двум или трём параметрам. Затем полученные толщины, периоды которых $2n$ или $3n$, следует использовать при оптимизации структуры из n периодов.

Тонкие плёнки и структуры с малой толщиной

Если толщина металлического слоя много меньше глубины проникновения δ , для структур типа ФК удобно использовать методы гомогенизации [21]. Обычно глубина проникновения $\delta \ll \lambda$. Такой ФК является гиперболическим метаматериалом, т.е. при определённых условиях без учёта диссипации может быть описан двумя компонентами эффективной ДП $\varepsilon_{xx} < 0$, $\varepsilon_{zz} > 0$. В длинноволновом пределе для ФК с металлическим и диэлектрическим слоем в периоде $d = t_m + t_d$ имеем значения диагональных компонент тензора эффективной ДП

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\varepsilon_m t_m}{d} + \frac{\varepsilon_d t_d}{d}, \quad \varepsilon_{zz}^{-1} = \left(\frac{\varepsilon_m t_m}{d} + \frac{\varepsilon_d t_d}{d} \right)^{-1}.$$

При учёте пространственной дисперсии для этих величин возникает зависимость от k_x , т.е. от угла па-

дения. В случае тонкого металлического слоя $t_m \ll \lambda$ его удобно описать поверхностной проводимостью $\sigma = i\omega\varepsilon_0(\varepsilon_m - 1)$. Для такого слоя имеем

$$\hat{a}_{\sigma_n} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (\sigma Z_0)^{-1} & 1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Естественной плёнкой, имеющей двумерную проводимость, является графеновый лист. Его проводимость приведена в ряде работ, например, в [24]. Можно использовать как её скалярное значение, так и тензорное значение. В последнем случае моды становятся гибридными и следует использовать матрицы 4×4 . Такие матрицы в оптике известны как матрицы Берремана [25]. Вид матрицы зависит от того, в каком порядке сшиваются компоненты полей. Если принять порядок компонент $(E_x, H_y, -E_y, H_x)$, матрица анизотропно проводящего листа примет вид

$$\hat{a}_{\sigma_m} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ Z_0 \sigma_{yy}^n & 1 & -Z_0 \sigma_{yz}^n & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -Z_0 \sigma_{yz}^n & 0 & Z_0 \sigma_{zz}^n & 1 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Удобно использовать нормированную (безразмерную) проводимость $\hat{\xi} = Z_0 \hat{\sigma}^n$. В случае диэлектрических однородных слоёв и анизотропно проводящих листов классическая матрица 4×4 слоя имеет блочно-диагональную структуру с матрицами Е-волн и Н-волн (1) на диагоналях. Кроме классических матриц типа (1), можно использовать волновые матрицы передачи и матрицы рассеяния. Эти матрицы связывают амплитуды волн различных направлений. Однако это не приводит к выигрышу в скорости для алгоритмов. Сконструировать наноразмерную металлическую плёнку с тензорной проводимостью можно, например, выполнив в ней 2D-перфорацию в виде ориентированных щелей [17]. Продольная проводимость вдоль щелей будет индуктивной, тогда как поперечная может стать ёмкостной. Структуры с такими плёнками работают как поляризаторы. При падении волны одной поляризации возникают обе как в отражённом, так и в прошедшем свете.

Оптически прозрачные ИК- и ТГц-экраны

Для получения оптической прозрачности должно выполняться несколько условий. Первое – плазменные частоты слоёв должны лежать в ИК- или ТГц-диапазонах, а в интересующем оптическом окне находится зона пропускания. Второе – толщины металлических слоёв должны быть порядка десятка нанометров и менее, т.е. металлические слои должны быть прозрачными в оптическом диапазоне, а запрещённые зоны – не попадать в область окна. Третье – полупрозрачные в оптике металлические слои с толщинами в десятки нм и четвертьволновыми и менее слоями диэлектрика образуют структуру с большим коэффициентом отражения в ИК- и в более длинноволновой области, где $\text{Re}(\varepsilon_{xx}) < 0$. Синтез таких структур возможен по полосам заграждения при пренебре-

жении диссипацией с использованием величины X . Удобными параметрами оптимизации могут служить плазменные частоты, толщины слоёв и ДП ε_L . Для полной оптимизации структуры из N периодов с двумя слоями в периоде таких параметров $3N$, если длина периода фиксирована, и $4N$ – если нет. Если же использовать только диэлектрические слои, для хорошего загораживания необходимо большое число периодов. Поэтому удобна предварительная оптимизация периодической структуры. После такой предварительной оптимизации следует рассчитывать параметры R и T с учётом диссипации. В малой окрестности полученных значений можно провести корректирующую оптимизацию по R или T .

Рассмотрим предварительную оптимизацию в случае двух слоёв. Если оба слоя прозрачны, то $X = \cos(\theta_1)\cos(\theta_2) - Z_{1,2}\sin(\theta_1)\sin(\theta_2)$, где введена безразмерная величина $Z_{1,2} = (\rho_1/\rho_2 + \rho_2/\rho_1)/2$. Индексы у импедансов опущены. Очевидно, значения $X = \pm 1$ соответствуют фазовым сдвигам $\psi = \pm\pi$, т.е. границам зон непропускания. Удобно положить $\theta_1 = \theta_2$. Тогда $X = 1 - (Z_{1,2} + 1)\sin^2(\theta_1)$. В полосе загораживания должно быть $\sin^2(\theta_1) > 2/(Z + 1)$. Определяя $Z_{1,2} = (\rho_1/\rho_2 + \rho_2/\rho_1)/2$ через плазменные частоты и ДП $\varepsilon_{L1}, \varepsilon_{L2}$, ищем граничные частоты, где выполняется равенство. Сдвиг частот определяет толщина слоя. Если же первый слой прозрачный, а второй нет, то $\rho_2 = i|\rho_2|$ для обоих типов поляризаций, $\cos(\theta_2) = \cosh(|\theta_2|)$, $\sin(\theta_2) = -i\sinh(|\theta_2|)$, поэтому $Z_{1,2} = i(|\rho_2|/\rho_1 - \rho_1/|\rho_2|)/2 = i\tilde{Z}$, а определение границ полосы непропускания следует проводить на основе уравнения

$$\cos(\theta_1) = \frac{\pm 1 + \tilde{Z} \sin(\theta_1) \sinh(|\theta_2|)}{\cosh(|\theta_2|)}. \quad (6)$$

Оно упрощается, если в этой полосе $|\rho_2| \approx \rho_1$. Следует отметить, что все величины зависят от угла падения (величины k_x), поэтому увеличение угла падения может приводить к условию (6) даже для положительной ДП, если $0 < \varepsilon'_2 < 1$.

Для трёх слоёв в периоде имеем $X = A - B - C$, где

$$A = \cos(\theta_1)\cos(\theta_2)\cos(\theta_3), \quad (7)$$

$$B = Z_{1,2}\sin(\theta_3)\sin(\theta_2)\cos(\theta_3), \quad (8)$$

$$C = \sin(\theta_3) \times$$

$$\times \frac{\rho_2 \cos(\theta_1) \sin(\theta_2) + \rho_1 \sin(\theta_1) \cos(\theta_2)}{\rho_2}. \quad (9)$$

В области загораживания либо все три величины θ_n действительные, либо только две, либо одна. Традиционно рассматриваемые задачи относятся к обратным задачам [26]. Можно рассматривать различные подходы к синтезу и оптимизации, в том числе и по значениям X для неперiodической структуры, для одного периода структуры или по значению $X_m = T_m(X)$ для структуры из m периодов. Отличие точного синтеза от синтеза по X в том, что использу-

ется полином Чебышева первого рода порядка m . Поскольку $T_m(\pm 1) = (-1)^m$, синтез по X правильно определяет границы полос загораживания, а при больших m результат синтеза для бесконечной структуры близок по частотным характеристикам к конечной структуре. Результаты для оптимальных ИК- и ТГц-экранов в виде 3 мм стеклянной подложки с четырёхслойной металл-диэлектрик структурой приведены на рис. 1.

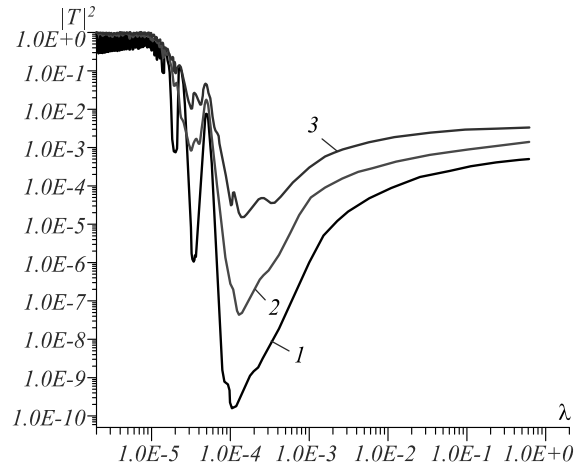


Рис. 1. Коэффициент прозрачности по мощности в зависимости от длины волны в см для двухслойной структуры из металлической пленки толщины 30 нм и слоя SiO_2 толщины 300 нм при четырёх периодах, расположенной на стеклянной подложке 3 мм: алюминий (кривая 1), никель (2), хром (3)

На рис. 2 даны результаты для такой структуры с двумя, тремя и четырьмя периодами.

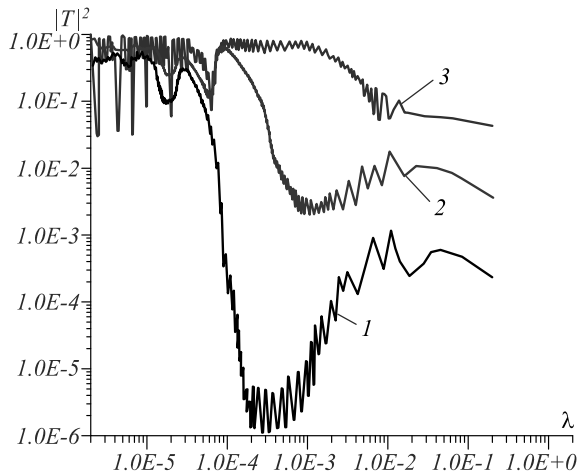


Рис. 2. Прозрачность по мощности в зависимости от длины волны (см) при $\omega_p = 1,9 \times 10^{16}$ Гц, $\omega_c = 10^{14}$ Гц, толщине металла 15 нм, толщине подложки SiO_2 50 нм для четырёх периодов (кривая 1), трёх периодов (2) и двух периодов (3)

Для экранов с металлическими пленками подавление в ТГц-диапазоне тем больше, чем больше периодов и, соответственно, толщина экрана. На рис. 3 приведена прозрачность по мощности для структуры $\text{InSb-SiO}_2\text{-Al}$ из десяти слоёв. InSb характеризуем ДП 17,5 и $\omega_p = 6 \times 10^{12}$ Гц, для Al взято $\omega_p = 1,45 \times 10^{16}$ Гц.

Наиболее дешёвыми и технологичными ИК-экранами являются однослойные металлические по-

крытия на стекле. Для оптической прозрачности толщина металлической плёнки должны быть существенно меньше оптической глубины проникновения, т.е. порядка 20–30 нм. Коэффициент отражения такой плёнки проще всего получить методом трансформации импеданса. Именно трансформируя волновой импеданс вакуума ρ_0 диэлектрическим слоем к границе с металлической плёнкой, получаем входной импеданс

$$\rho_{in} = \rho_d \frac{\rho_0 + i\rho_d \tan(\theta_d)}{\rho_d + i\rho_0 \tan(\theta_d)}. \quad (10)$$

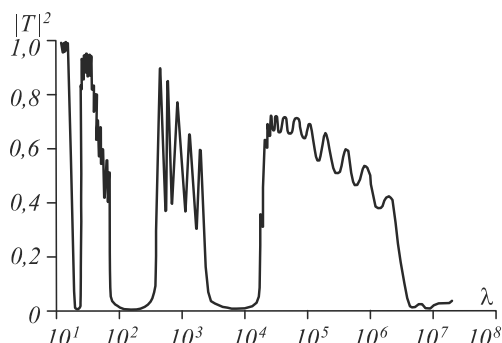


Рис. 3. Результаты вычисления прозрачности по мощности в зависимости от длины волны (нм) структуры из 10 периодов InSb-SiO₂-Al с толщинами 100 нм и 400 нм и 5 нм

Далее трансформируем этот импеданс металлической плёнкой, получаем

$$\rho'_{in} = \rho_m \frac{\rho_{in} + i\rho_m \tan(\theta_m)}{\rho_m + i\rho_{in} \tan(\theta_m)}. \quad (11)$$

Здесь индексами m и d обозначены параметры металла и диэлектрика. Следует учесть, что в интересующей нас ИК-области для хороших металлов диссипация мала, поэтому $\theta_m \approx -i|\theta_m|$, $\rho_m \approx i|\rho_m|$. Имеем $R = (\rho'_{in} - \rho_0) / (\rho'_{in} + \rho_0)$, при этом в силу малости толщины плёнки диссипацией в ней можно пренебречь, и получаем $|T|^2 = 1 - |R|^2$. Можно также положить $\tan(\theta_m) \approx -i \tanh(|\theta_m|) \approx -i|\theta_m|$. Для упрощения удобно описать плёнку поверхностной проводимостью. Тогда имеем

$$\rho'_{in} = [\rho'^{-1}_{in} + ik_0 t_m (\varepsilon_L - 1 - \omega_p^2 / \omega^2)]^{-1}. \quad (12)$$

В этих формулах величина θ_d большая, а импеданс (11) осциллирует с частотой и углом падения, поэтому результат желательно усреднить. Результат показывает, что медная или алюминиевая плёнка позволяет уменьшить прозрачности до 20 %.

ТГц-экраны и фильтры

Используя плазмонную запрещённую зону при отрицательной ДП $\varepsilon < 0$ проводящего слоя в ТГц-диапазоне или фотонную запрещённую зону, когда плазменная частота достаточно низкая и $\varepsilon > 0$, можно получить хорошее заграждение для структуры из 2–3 десятков периодов. Однако такая структура имеет много узких полос пропускания в ИК- и оптическом

диапазоне. Изменяя толщины слоёв в таких структурах, получаем пропускающие ТГц-фильтры. Это же относится к ИК-диапазону. В нём желательны материалы со значениями плазменных частот порядка 10^{13} – 10^{15} Гц, для чего можно использовать полуметаллы и сильно легированные полупроводники.

При использовании хорошо прозрачных диэлектрических слоёв их толщины при брэгговских резонансах в ТГц-диапазоне составляют порядок сотен мкм, а число периодов должно существенно превышать 10. Такая структура с 20 периодами имеет длину порядка нескольких мм. В оптическом диапазоне она имеет весьма изрезанную частотную характеристику. При усреднении по белому спектру будет иметь место частичное пропускание. Поэтому удобно использовать более тонкие слои с плазменными частотами, лежащими вблизи полосы. Области плазмоники ($\varepsilon' < -1$) соответствуют частоты $\omega_c < \omega < \omega_p / \sqrt{\varepsilon_L + 1}$, тогда как область $\omega \approx \omega_p / \sqrt{\varepsilon_L}$ или «эпсилон, близкое к нулю» соответствует сильному затуханию в слое, когда для его ПП имеем $n \approx (1 - i) / \sqrt{\varepsilon''} / 2$.

Оптические экраны

Пример расчёта прозрачности оптических экранов с десятью периодами и двумя слоями в периоде дан на рис. 4.

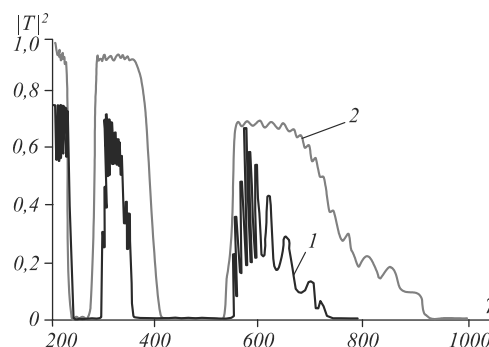


Рис. 4. Оптический и ИК-экран из t периодов металла $t_m = 10$ нм и диэлектрика $t_d = 200$ нм для $\varepsilon_d = 3$. Кривая 1 – Ag, $t = 10$, кривая 2 – Al, $t = 20$

Рассмотрены структуры с t -периодами металл–диэлектрик. Для них имеют место полосы заграждения в УФ-диапазоне, а также полоса заграждения в диапазоне красного, ИК- и части ТГц-диапазона. Увеличение числа слоёв увеличивает заграждение в длинноволновой области, в том числе и за счёт диссипации.

Отличие структур с полупроводниковыми слоями (рис. 3) и металлическими слоями (рис. 4) состоит в сдвиге областей плазмонных запрещённых зон по частоте в силу разных плазменных частот, при этом для первых возможно окно прозрачности в ИК-диапазоне, тогда как вторые являются тепловыми экранами.

Заключение

В работе показана возможность фильтрации и заграждения в определённых широких полосах оптического, ИК- и ТГц-диапазонов на основе многослойных структур металл–диэлектрик–полупроводник.

Рассмотрены структуры из нескольких слоёв и квазипериодические структуры типа два слоя и три слоя в периоде с числом периодов порядка 10 и более. Предложен метод синтеза по величине X , определяемой матрицей периода или полной матрицей структуры. Рассмотрены методы создания полос заграждения с использованием как прозрачных, так и непрозрачных слоёв, для чего предложен приближённый синтез с подборкой требуемых плазменных частот слоёв путем допирования. Рассматриваемые задачи относятся к обратным, поэтому предварительный синтез требует численной оптимизации с учётом диссипации.

Литература

1. Волны в слоистых средах / Л.М. Бреховский. – М.: Наука, 1973. – 343 с.
2. Просветление оптики / И.В. Гребенщиков, А.Г. Власов, Н.В. Суйковская. – М., Л.: Гостехиздат, 1946. – 212 с.
3. Оптика тонкослойных покрытий / Г.В. Розенберг. – М.: Физматлит, 1958. – 570 с.
4. Интерференционные покрытия / Т.Н. Крылова. – Л.: Машиностроение, 1973. – 224 с.
5. Тонкослойные оптические покрытия / Ш.А. Фурман. – Л.: Машиностроение, 1977. – 264 с.
6. Проектирование интерференционных покрытий / П.П. Яковлев, Б.Б. Мошков. – М.: Машиностроение, 1967. – 192 с.
7. Оптические покрытия. Учебное пособие / Э.С. Путилин. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. – 227 с.
8. Бернинг, П.Х. Теория и методы расчёта оптических свойств тонких плёнок / П.Х. Бернинг. – В кн.: Физика тонких плёнок / под ред. Э. Туна и Г. Хасса; пер. с англ. – М.: Мир, 1967. – Т. 1. – С. 91-144.
9. Телен, А. Конструирование многослойных интерференционных светофильтров / А. Телен. – В кн.: Физика тонких плёнок / под ред. Э. Туна и Г. Хасса; пер. с англ. – М.: Мир, 1972. – Т. 5. – С. 46-83.
10. Thelen A. Design of optical interference coatings. New York: McGraw-Hill, 1989. – 255 p. – ISBN: 978-0-07-063786-3.
11. Tikhonravov, A.V. Modern design tools and a new paradigm in optical coating design / A.V. Tikhonravov, M.K. Trubetskov // Applied Optics. – 2012. – Vol. 51. – P. 7319-7332. – DOI: 10.1364/AO.51.007319.
12. Давидович, М.В. Электромагнитные экраны инфракрасного диапазона на основе наноразмерных слоёв металла SiO_2 и SiO / М.В. Давидович, Р.К. Яфаров, Д.М. Доронин, П.А. Шиловский // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2012. – Т. 15, № 2. – С. 19-21.
13. Aly, A.H. Comparative study of one dimensional and metallic photonic crystals / A.H. Aly, M. Ismaeel, E. Abdel-Rahman // Optics and Photonics Journal. – 2012. – Vol. 2 – P. 105-112. – DOI: 10.4236/optj.2012.22014.
14. Aly, A.H. Numerical studies on electromagnetic waves properties in metallic-dielectric photonic crystal / A.H. Aly, E. Abdel-Rahman, H.S. Hanafey // Journal of Electromagnetic Analysis and Applications. – 2011. – Vol. 3. – P. 465-470. – DOI: 10.4236/jemaa.2011.311074.
15. Aly, A.H. One-dimensional metallo-superconductor photonic crystals as a smart window / A.H. Aly, A.A. Ameen, H.A. Elsayed, S.H. Mohamed, M.R. Singh // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2019. – Vol. 32, Issue 8 – P. 2313-2318. – DOI: 10.1007/s10948-018-4978-z.
16. Дмитриенко, В.В. Электромагнитные экраны на основе пленочных структур / В.В. Дмитриенко, П.В. Ньютон, К.Ф. Власик, В.М. Грачев, С.С. Грабчиков, С.С. Муравьев-Смирнов, А.С. Новиков, С.Е. Улин, З.М. Утешев, И.В. Чернышева, А.Е. Шустов // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2015. – № 2. – С. 20-27.
17. Будай, А.Г. Электромагнитные экраны с расширенными функциональными свойствами / А.Г. Будай, В.П. Кныш, С.В. Малый, А.С. Рудницкий // 2015 25th International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2015). – 2015. – С. 439-441.
18. Волочко, А.Т. Оптически прозрачные электромагнитные экраны / А.Т. Волочко, В.А. Зеленин, Г.В. Марков, Е.О. Нарушко // Доклады БГУИР. – 2015. – № 3(89). – С. 53-57.
19. Давидович, М.В. Дисперсия поверхностных плазмонов в структурах с проводящей пленкой / М.В. Давидович // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 126, Вып. 3. – С. 360-369. – DOI: 10.21883/OS.2019.03.47379.228-18.
20. Давидович, М.В. Плазмоны в многослойных плоскостойких структурах / М.В. Давидович // Квантовая электроника. – 2017. – Т. 47, № 6. – С. 567-579.
21. Давидович, М.В. Анализ плазмонов и гомогенизация в плоскостойких фотонных кристаллах и гиперболических метаматериалах / М.В. Давидович // ЖЭТФ. – 2016. – Т. 160, Вып. 6. – С. 1069-1083. – DOI: 10.7868/S0044451016120026.
22. Дьяченко, А.А. Проявление эффектов углового спектра освещающего поля в полихроматической интерференционной микроскопии слоистых объектов / А.А. Дьяченко, Л.А. Максимова, В.П. Рябухо // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 6. – С. 959-969. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-6-959-969.
23. Альтшулер, Е.Ю. Управление спектром блоховских волн ближнего поля в волноводе, периодически нагруженном тонкими слоями InSb / Е.Ю. Альтшулер, И.С. Нефедов // Радиотехника и электроника. – 2008. – № 1. – С. 67-69.
24. Lovat, G. Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity tensor and quantum capacitance of graphene / G. Lovat, G.W. Hanson, R. Araneo, P. Burghignoli // Physical Review B. – 2013. – Vol. 87, Issue 11. – 115429. – DOI: 10.1103/PhysRevB.87.115429.
25. Berreman, D.W. Optics in stratified and anisotropic media: 4×4-matrix formulation / D.W. Berreman // Journal of the Optical Society of America. – 1972. – Vol. 62, Issue 4. – P. 502-510. – DOI: 10.1364/JOSA.62.000502.
26. Исаев, Т.Ф. Алгоритмы решения обратных задач оптики слоистых сред на основе сравнения экстремумов спектральных характеристик / Т.Ф. Исаев, Д.В. Лукьяненко, А.В. Тихонравов, А.Г. Ягола // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 2017. – Т. 57, № 5. – С. 867-875. – DOI: 10.7868/S0044466917050027.

Сведения об авторах

Давидович Михаил Владимирович, 1950 года рождения, в 1972 году окончил Саратовский государственный университет по специальности «Физика», в 1992 г. защитил кандидатскую диссертацию по специальности 01.04.03 «Радиофизика, включая квантовую радиофизику» в СГУ, в 2000 защитил докторскую диссертацию по специальности 05.13.16 «Применение вычислительной техники, математического моделирования и математических методов в научных исследованиях (в области физики и электроники)» в СГТУ, работает в должности

профессора кафедры радиотехники и электродинамики Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского. Автор более 300 научных работ. Область научных интересов: электродинамика, радиофизика, нанофотоника, плазмоника, электроника. E-mail: davidovichmv@info.sgu.ru.

Корнев Игорь Александрович, 1993 года рождения, в 2014 году окончил факультет нано- и биомедицинских технологий Саратовского государственного университета, в 2018 г. окончил аспирантуру СГУ по специальности «Радиофизика», работает в должности начальника отдела ООО НПФ «ЭТНА ПЛЮС», г. Саратов. Область научных интересов – суперконденсаторные накопители энергии, электромагнитная совместимость, теплофизика. Автор 10 научных работ и 6 авторских свидетельств. E-mail: iak.etna@yandex.ru.

ГРПТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 3 апреля 2019 г. Окончательный вариант – 2 августа 2019 г.

Optical, IR and THz screens based on layered metal-dielectric-semiconductor structures

M.V. Davidovich^{1,2,3}, I.A. Kornev³

¹ N.G. Chernyshevsky Saratov National Research State University, Saratov, Russia,

² V.A. Kotelnikov Saratov Branch of IRE RAS, Saratov, Russia,

³ LLC Research Production Firm "ETNA PLUS", Saratov, Russia

Abstract

In this work, we consider multilayer coatings of metal-dielectric-semiconductor nanosized layers located on a transparent substrate and described on the basis of the Drude–Lorentz model that serve as multiband screen filters for different frequency ranges. Structures with several layers and quasi-periodic structures are investigated. A method of the approximate synthesis of band gap structures with two layers per period and three layers per period is proposed. For three layers, the difference in plasma frequencies allows one to extend the bands. It is shown that semiconductor layers made of narrow-band crystal materials like InSb are promising for THz-band structures with the ability to adjust the ranges by doping.

Keywords: multi-layer coating, thermal screens, surface plasmons, reflection coefficient.

Citation: Davidovich MV, Kornev IA. Optical, IR and THz screens based on layered metal-dielectric-semiconductor structures. *Computer Optics* 2019; 43(5): 765-772. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-765-772.

References

- [1] Brekhovskikh LM. Waves in layered media. New York: Academic Press; 1980.
- [2] Grebenshikov IV, Vlasov AG, Sajkowska NV. Enlightenment optics [In Russian]. Moscow, Leningrad: "Gostekhizdat" Publisher; 1946.
- [3] Rosenberg GV. Optics of thin-layer coatings [In Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher; 1958.
- [4] Krylova TN. The interference coating [In Russian]. Leningrad: "Mashinostroenie" Publisher; 1973.
- [5] Furman SA. Thin-layer optical coatings [In Russian]. Leningrad: "Mashinostroenie" Publisher; 1977.
- [6] Yakovlev PP, Moshkov BB. Design interference coatings [In Russian]. Moscow: "Mashinostroenie" Publisher; 1967.
- [7] Putilin ES. Optical coatings. Textbook [In Russian]. Saint-Petersburg: "SPbSU ITMO" Publisher; 2010.
- [8] Berning PH. Theory and methods of calculation of optical properties of thin films. In Book: Hass G, ed. Physics of thin films. New-York, London: Academic Press; 1963; 1: 69-121.
- [9] Thelen A. Design of multilayer interference filters. In Book: Hass G, Thun E, eds. Physics of thin films. New-York, London: Academic Press; 1969; 5: 46-83.
- [10] Thelen A. Design of optical interference coatings. New York: McGraw-Hill; 1989. ISBN: 978-0-07-063786-3.
- [11] Tikhonravov AV, Trubetskov MK. Modern design tools and a new paradigm in optical coating design. *Appl Opt* 2012; 51: 7319-7332. DOI: 10.1364/AO.51.007319.
- [12] Davidovich MV, Yafarov RK, Doronin DM, Shilovsky PA. Electromagnetic screens of infrared range on the basis of nanosized metal layers SiO₂ and SiO [In Russian]. *Physics of Wave Processes and Radio Engineering Systems* 2012; 15(2): 19-21.
- [13] Aly AH, Ismael M, Abdel-Rahman E. Comparative study of one dimensional and metallic photonic crystals. *Opt Photon J* 2012; 2: 105-112. DOI: 10.423/optj.2012.22014.
- [14] Aly AH, Abdel-Rahman E, Hanafey HS. Numerical studies on electromagnetic waves properties in metallic-dielectric photonic crystal. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications* 2011; 3: 465-470. DOI: 10.4236/jemaa.2011.311074.
- [15] Aly AH, Ameen AA, Elsayed HA, Mohamed SH, Singh MR. One-dimensional metallo-superconductor photonic crystals as a smart window. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* 2019; 32(8): 2313-2318. DOI: 10.1007/s10948-018-4978-z.
- [16] Dmitrienko VV, Newnt PV, Vlasik KF, Grachev VM, Grabchikov SS, Muraviev-Smirnov SS, Novikov AS, Ulin SE, Uteshev ZM, Chernysheva IV, Shustov AE. Electromagnetic screens on the basis of film structures [In Russian]. *PI RAS Brief Reports on Physics* 2015; 2: 20-27.
- [17] Budai AG, Knysh VP, Maly SV, Rudnitsky AS. Electromagnetic screens with enhanced functional properties. 25th Int Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2015) 2015: 439-441.
- [18] Volochko TA, Zelenin VA, Markov GV, Marushko EO. Optically transparent electromagnetic screens [In Russian]. *Reports BSUIR* 2015; 3(89): 53-57.

- [19] Davidovich MV. Dispersion of surface plasmons in structures with conducting film. *Optics and Spectroscopy* 2019; 126(3): 279-289. DOI: 10.1134/S0030400X19030056.
- [20] Davidovich MV. Plasmons in multilayered plane-stratified structures. *Quantum Electronics* 2017; 47(6): 567-579. DOI: 10.1070/QEL16272.
- [21] Davidovich MV. Plasmon analysis and homogenization in plane layered photonic crystals and hyperbolic metamaterials. *JETP* 2016; 123(6): 928-941. DOI: 10.1134/S106377611611025X.
- [22] Dyachenko AA, Maksimova LA, Ryabukho VP. Manifestation of effects of the angular spectrum of the illuminating field in polychromatic interference microscopy of stratified objects. *Computer Optics* 2018; 42(6): 959-969. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-6-959-969.
- [23] Al'tshuler EYu, Nefedov IS. Control of the spectrum of the near-field Bloch waves in a waveguide periodically loaded with thin InSb layers. *Journal of Communications Technology and Electronics* 2008; 53(1): 60-61.
- [24] Lovat G, Hanson GW, Araneo R, Burghignoli P. Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity tensor and quantum capacitance of graphene. *Phys Rev B* 2013; 87(11): 115429. DOI: 10.1103/PhysRevB.87.115429.
- [25] Berreman DW. Optics in stratified and anisotropic media: 4×4-matrix formulation. *J Opt Soc Am* 1972; 62(4): 502-510. DOI: 10.1364/JOSA.62.000502.
- [26] Isaev TF, Lukyanenko DV, Tikhonravov AV, Yagola AG. Algorithms for solving inverse problems in the optics of layered media based on comparing the extrema of spectral characteristics. *Comput Math and Math Phys* 2017; 57(5): 867-875. DOI: 10.1134/S0965542517050025.

Author's information

Michael Vladimirovich Davidovich (b. 1950) graduated from Saratov State University in 1972, in 1992 he defended his candidate thesis on the specialty 01.04.03 "Radiophysics, Including Quantum Radiophysics", Saratov State University, in 2000 he defended his doctoral thesis on the specialty 05.13.16 "Application of Computer Technology, Mathematical Modeling and Mathematical Methods in Scientific Research (Physics and Electronics)", works as a Professor of Radio Engineering and Electrodynamics department in the Saratov State University. E-mail: davidovichmv@info.sgu.ru.

Igor Alexandrovich Kornev (b. 1993) graduated from Saratov State University in 2014, in 2018 he graduated from graduate school at SSU on the specialty 01.04.03 "Radiophysics". He works as the head of Department in LLC RPF "ETNA PLUS", Saratov. His research interests are the supercapacitor energy storage, electromagnetic compatibility, thermal physics. Author of 10 scientific papers and 6 certificates of authorship. E-mail: iak.etna@yandex.ru.

Received April 3, 2019. The final version – August 2, 2019.