

Пространственное распределение световых полей в коническом кремниевом волноводе

Т.И.Кузнецова, В.С.Лебедев

Исследовано пространственное распределение монохроматических световых полей в кремниевом оптическом волноводе, сужающемся до субволновых размеров. Проведено теоретическое рассмотрение для собственных волн электрического типа с низшим индексом (TM_{01} -мода) в конусе с идеально отражающими металлическими стенками, заполненном поглощающей свет средой. Для среды с комплексной диэлектрической проницаемостью получены точные формулы и асимптотические выражения, определяющие пространственные зависимости плотностей электрической и магнитной энергии поля внутри конуса. Проанализировано поведение поля на выходе волновода при диаметре апертуры, достигающем $\sim 1/30$ длины волны. Основное внимание уделено расчетам коэффициентов пропускания волновода, которые проведены для широкого набора его геометрических параметров в области длин волн 400–830 нм. Установлено, что использование кремния вместо стекловолокна позволяет значительно увеличить плотность световой энергии на выходе оптического зонда как в ИК, так и в видимой областях спектра.

Ключевые слова: сканирующая микроскопия, оптика ближнего поля, конический волновод, кремний, диссипативная среда, коэффициент пропускания.

1. Введение

В сканирующей оптической микроскопии ближнего поля широкое распространение получили металлизированные оптические волокна, сужающиеся до субволновых размеров. Результаты ранних исследований в этой области отражены в [1–3]. В последние годы изучению прохождения света через оптические зонды со стекловолоконной или кварцевой сердцевинкой было посвящено большое число экспериментальных работ (см., напр., [4–8], обзор [9] и приведенные там ссылки). Данные исследования нацелены на получение качественных изображений структур нанометрового масштаба. Для этого необходимо сочетание высокой степени локализации светового поля и достаточно высокой плотности энергии. Основная проблема состоит в повышении коэффициента пропускания оптических зондов при одновременном достижении высокого пространственного разрешения.

Имеется ряд теоретических работ, посвященных изучению поведения световых полей в сужающихся оптических волокнах. Так, в [10–12] исследовалось пропускание излучения с длиной волны $\lambda = 488$ нм через стекловолоконные волноводы с малой выходной апертурой (~ 20 нм), что обеспечивало малые поперечные размеры области локализации полей в ближней зоне. Численные расчеты [10–12] были выполнены на основе метода множественных мультиполей. Рассмотрение проводилось как для волокон с металлическими наклонными стенками и открытым торцом [10, 11], так и для сужающихся воло-

кон, полностью покрытых слоем металла, толщина которого резко уменьшалась на выходном торце [12]. Особенность второго варианта [12] состоит в возможности возбуждения поверхностных плазмонных мод, что позволяет проходить свету через тонкий слой металла на выходе и увеличивает результирующий коэффициент пропускания системы. Численное моделирование распределения полей в оптических зондах с субволновой апертурой применялось также в ряде работ (см., напр., [6] и [13–15]) для выбора их оптимальной формы и геометрических параметров.

Для пирамидальной геометрии волновода с идеально отражающими стенками и открытой апертурой в [16] был предложен простой способ расчета пространственного распределения плотности электромагнитной энергии вдоль продольной координаты. Результаты [16] основаны на численном решении двух связанных дифференциальных уравнений для амплитуд падающей и отраженной волн в закритическом волноводе. Работа [16] ориентирована на описание полей с плоским волновым фронтом и ее результаты применимы в том случае, когда стенки волновода составляют небольшой угол с его продольной осью.

В работах [17, 18] исследовались пространственные характеристики световых волн в сужающемся волноводе круглой формы с субволновой апертурой на выходе. Был разработан метод анализа полей с плоским волновым фронтом, основанный на использовании поперечных мод, параметрически зависящих от продольной координаты z . Для поля получена точная система уравнений бесконечного порядка, учитывающая волны со всеми поперечными индексами и их воздействие друг на друга. При небольшом наклоне стенок по отношению к оси волновода из этой системы уравнений следует упрощенный вариант, в котором существуют независимые друг от друга собственные волны (подобно ситуации, имею-

Т.И.Кузнецова, В.С.Лебедев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: tkuzn@sci.lebedev.ru, vlebedev@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 15 августа 2003 г., после доработки – 29 января 2004 г.

щей место в цилиндрическом волноводе). Это соответствует адиабатическому приближению, отвечающему медленному изменению радиуса $a(z)$ волновода вдоль оси z . Недавно было показано [19], что при использовании теории возмущений подход, изложенный в [17, 18], позволяет получить простую систему двух связанных уравнений [16] в качестве первого приближения по крутизне наклона стенок волновода. В работах [17–19] был также разработан способ описания независимых волн с учетом членов более высокого порядка по производной радиуса волновода ($a^{-1}da/dz$), а также изучены эффекты трансформации основной волны в волны высших типов.

Значительное внимание в [17–19] было уделено аналитическому и численному исследованию структуры полей магнитного и электрического типов в сужающемся волноводе специального профиля (волновод «гипергеометрического» типа). Была найдена область значений параметров волновода, в пределах которой амплитуды всех мод, кроме наименьшей, невелики и адиабатическое приближение дает высокую точность. Для этих параметров была получена зависимость коэффициента пропускания системы от характеристик входного излучения и крутизны профиля волновода.

Подходы работ [16] и [17–19] позволяют прояснить ряд важных особенностей поведения полей в металлизированных волокнах, сужающихся до субволновых размеров. Однако область их применимости ограничена областью геометрических параметров системы и длин волн, в которой коэффициенты пропускания невелики. В имеющихся численных расчетах [10–12] коэффициентов пропускания оптического излучения ($\lambda = 488$ нм) также используется ограниченный набор параметров таких волокон. С целью продвижения в область параметров, где ожидается оптимальное пропускание оптических зондов, недавно был развит другой подход [20, 21] для описания полей как в самом волноводе, так и в ближней зоне на выходе субволнового отверстия. Он основан на использовании собственных мод конуса с идеально проводящими металлическими стенками и позволяет исследовать пространственную структуру волн со сферическим фронтом и проводить расчеты коэффициента пропускания таких волокон. Особенность, связанная с субволновыми поперечными размерами выходной апертуры, была учтена в [20, 21] подходящим выбором решений – стоячих волн, амплитуда которых резко падает при приближении к вершине конуса. Такой постановке проблемы соответствует точно решаемая задача, так что в [20, 21] были сняты ограничения на крутизну профиля волновода.

Во всех указанных работах рассмотрение полей было проведено для оптических зондов со стекловолоконной сердцевинной. Показатель преломления света в стекле n в оптическом диапазоне очень слабо зависит от частоты и составляет ~ 1.5 , а поглощение практически отсутствует. Очевидно, что увеличение показателя преломления n среды должно вызывать увеличение коэффициента пропускания света волноводом из-за уменьшения длины волны в его сердцевине ($\lambda_c = \lambda/n$, где λ – длина волны в вакууме). Поэтому при больших n уменьшается длина критического участка сужающегося волновода и соответственно резко уменьшается затухание поля. С другой стороны, для сред с высоким показателем преломления в видимой области спектра, становятся существенными эффекты поглощения света. Это приводит к дополни-

тельному ослаблению поля по мере его просачивания через оптический зонд. Для выяснения роли этих двух конкурирующих факторов требуется разработка теории прохождения света через волновод, заполненный средой с комплексной диэлектрической проницаемостью.

Для практических приложений особый интерес представляет анализ пространственной структуры полей в оптических зондах с кремниевой сердцевиной. Уже первые эксперименты [22–24] в ИК области спектра указывают на возможность существенного повышения коэффициента пропускания таких зондов при одновременном достижении высокого пространственного разрешения. Этот вывод подтверждается сравнительным анализом [25] эффективностей пропускания ИК излучения ($\lambda = 1.3$ мкм) через стеклянный и кремниевый двумерные волноводы с малым углом сужения. Численный расчет [25] был проведен в рамках двумерной модели в предположении отсутствия поглощения света внутри зонда. Отметим, что кремниевые зонды, сужающиеся до нанометровых поперечных размеров, используются также в безапертурной сканирующей микроскопии ближнего поля, основанной на детектировании рассеянного света [26].

Целью настоящей работы является исследование прохождения света через сужающиеся оптические волноводы с кремниевой сердцевиной в видимой и ближней ИК областях спектра. Теоретическое рассмотрение проводится с учетом частотной дисперсии и эффектов поглощения света в кремниевой сердцевине волновода. В разд. 2 и 3 для конической геометрии дано аналитическое описание поведения световых волн в волноводе с идеально проводящими металлическими стенками, который заполнен поглощающей средой с комплексной диэлектрической проницаемостью. Рассмотрение выполнено на примере собственной волны электрического типа с низким индексом (поперечно-магнитная мода TM_{01}). При этом проанализировано поведение плотностей энергии, соответствующих различным компонентам поля (E_r , E_θ и H_ϕ), и интегральной плотности полной энергии W_{tot} в зависимости от угла раскрытия конуса и радиальной координаты r , отсчитываемой от вершины конуса. Для диссипативной среды получены как точные формулы, так и простые аналитические выражения, определяющие характер спада плотностей электромагнитной энергии по мере приближения к вершине конуса. Приведены также асимптотические выражения, которые применимы при больших по сравнению с длиной волны значениях r .

Развитый при этом подход используется в разд. 4 для изучения зависимостей коэффициента пропускания оптического кремниевого волновода от его геометрических параметров и длины волны. Проведенные расчеты охватывают область длин волн 400–830 нм. Особое внимание уделено изучению влияния поглощения света в Si на пропускание системы как в ИК, так и в видимой области спектра. С этой целью исследованы зависимости коэффициента пропускания от длины волновода.

2. Исходные формулы для полей в среде с комплексной диэлектрической проницаемостью

Приведем основные формулы для электромагнитных полей в диспергирующей среде конуса с идеально отражающими металлическими стенками. Будем рассматривать монохроматическую зависимость полей от време-

ни, причем фактор $\exp(-i\omega t)$ далее в явном виде выписывать не будем. В сферической системе координат (r, θ, φ) исходное уравнение для функции Герца $U(r, \theta, \varphi)$ электромагнитного поля в конусе имеет вид [27]

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial U}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} \right] + k^2 U = 0, \quad (1)$$

где r – расстояние от вершины конуса; θ и φ – соответственно полярный и азимутальный углы. Для поглощающей среды волновое число k в уравнении (1) является комплексным:

$$k = \frac{\omega}{c} (\varepsilon \mu)^{1/2}, \quad (\varepsilon \mu)^{1/2} = n + i\kappa, \quad (2)$$

где ω и c – частота и скорость света; n и κ – показатель преломления и коэффициент затухания среды. Предполагая, что магнитная восприимчивость среды $\mu = 1$, получаем связь между комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$ и величинами $n(\omega)$ и $\kappa(\omega)$ [28]:

$$\varepsilon' \equiv \operatorname{Re} \varepsilon = n^2 - \kappa^2, \quad \varepsilon'' \equiv \operatorname{Im} \varepsilon = 2n\kappa. \quad (3)$$

Для рассматриваемых волн электрического типа (ТМ, т. е. поперечно-магнитные моды) соотношения между компонентами поля и функцией Герца имеют вид [27]

$$E_r = \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{\omega^2 (\varepsilon' + i\varepsilon'')}{c^2} U, \quad (4)$$

$$E_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \theta}, \quad E_\varphi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \varphi},$$

$$H_r = 0, \quad H_\theta = -\frac{i\omega (\varepsilon' + i\varepsilon'')}{c} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi}, \quad (5)$$

$$H_\varphi = \frac{i\omega (\varepsilon' + i\varepsilon'')}{c} \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta}.$$

Компоненты E_r , E_θ , E_φ и H_r , H_θ , H_φ являются соответствующими проекциями электрического (\mathbf{E}) и магнитного (\mathbf{H}) полей на оси сферической системы координат r , θ , φ . Граничное условие при этом имеет вид $U(r, \theta)|_{\theta=2\theta_0} = 0$, где $2\theta_0$ – угол раскрытия конуса (рис.1).

Для случая прохождения света через сужающийся волновод с субволновой выходной апертурой выберем точное решение уравнения (1), соответствующее стоячей волне:

$$U(r, \theta, \varphi) = \mathfrak{R}(r) P_\nu^m(\cos \theta) e^{im\varphi}, \quad (6)$$

$$\mathfrak{R}(r) = C r j_\nu \left[(n + i\kappa) \frac{\omega r}{c} \right].$$

Зависимость функции Герца от полярного угла θ в (6) определяется присоединенной функцией Лежандра первого рода $P_\nu^m(\cos \theta)$ степени ν и порядка m [29] (число m – целое). Радиальная зависимость $\mathfrak{R}(r)$ описывается сферической функцией Бесселя первого рода $j_\nu(z)$ с комплексным аргументом и нецелым индексом ν ; C – произвольная константа*.

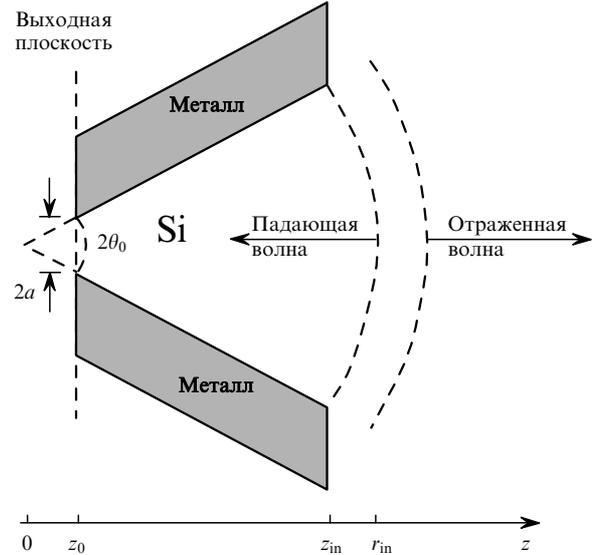


Рис.1. Схема, иллюстрирующая прохождение сферических волн через металллизированный конический волновод с кремниевой сердцевиной:

a – радиус выходной апертуры; $2\theta_0$ – угол раскрытия конуса; z_{in} и z_0 – входная и выходная продольные координаты волновода; r_{in} – радиальная координата на входе в волновод ($z_{in} = r_{in} \cos \theta_0$).

Для поглощающей среды ($\kappa \neq 0$) общее выражение (6) для радиальной части функции Герца при больших расстояниях от вершины конуса ($r \gg 1/|k|$) сводится к соотношению

$$\mathfrak{R}(r) \approx \frac{C}{2i} \frac{c}{\omega(n + i\kappa)} \left\{ \exp \left[(-\kappa + in) \frac{\omega r}{c} - \frac{i\pi\nu}{2} \right] - \exp \left[(\kappa - in) \frac{\omega r}{c} + \frac{i\pi\nu}{2} \right] \right\}. \quad (7)$$

Асимптотическое выражение (7) описывает стоячую волну, которая является суперпозицией двух противоположно распространяющихся бегущих волн. Отношение амплитуд этих волн определяется экспоненциальным фактором $\exp(-2\kappa\omega r/c)$. Для прозрачной среды (когда $\kappa = 0$) выражение (7) приобретает особенно простой вид:

$$\mathfrak{R}(r) \approx \frac{C}{(n\omega/c)} \sin \left(\frac{n\omega}{c} r - \frac{\pi\nu}{2} \right) \quad (r \gg c/(n\omega)). \quad (8)$$

Спад функции $\mathfrak{R}(r)$ по мере приближения к вершине конуса ($r \ll c/(\omega|n + i\kappa|)$) происходит по степенному закону:

$$\mathfrak{R}(r) \approx \frac{C\sqrt{\pi}}{2^{\nu+1}\Gamma(\nu + 3/2)} \left[\frac{\omega(n + i\kappa)}{c} \right]^\nu r^{\nu+1}. \quad (9)$$

С учетом конкретного вида функции Герца (6) граничное условие для ТМ-волн может быть записано че-

*Следует отметить, что в нашей работе [20] функция Герца в конусе, заполненном стеклянкой прозрачной средой ($\kappa = 0$), выражена через обычную функцию Бесселя $J_{\nu+1/2}(x)$, а не через сферическую функцию Бесселя $j_\nu(x) = (\pi/2x)^{1/2} J_{\nu+1/2}(x)$, как в (6). Поэтому константы C в упомянутой работе и в настоящей статье различаются на множитель $[\pi c/(2\omega\sqrt{\varepsilon})]^{1/2}$.

рез присоединенную функцию Лежандра первого рода: $P_v^m(\cos \theta_0) = 0$. Данное условие определяет набор собственных чисел v_{mn} ($m = 0, 1, 2, \dots, n = 1, 2, 3, \dots$). Каждый выбор пары чисел m и n задает определенные ТМ $_{mn}$ -моды поля. Полученные при этом собственные значения v_{mn} зависят от угла раскрытия конуса $2\theta_0$, причем величины v_{mn} возрастают с уменьшением угла θ_0 . Так, например, при $\theta_0 = \pi/2, \pi/3, \pi/4, \pi/6$ собственные значения для низшей ТМ $_{mn}$ -моды с $n = 1$ и $m = 0$, равны соответственно 1, 1.777, 2.548, 4.083.

В данной работе мы рассмотрим поведение основной волны электрического типа (ТМ $_{01}$) в диспергирующей среде конуса. При этом $\partial U / \partial \varphi = 0$, так что в соответствии с выражениями (4)–(6) имеются лишь три отличные от нуля компоненты поля – E_r , E_θ и H_φ . Подстановка выражения (6) в (4) и (5) дает

$$E_r = \frac{v(v+1)}{r^2} \Re(r) P_v(\cos \theta), \quad E_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \Re(r)}{\partial r} \frac{\partial P_v(\cos \theta)}{\partial \theta}, \quad (10)$$

$$H_\varphi = i \frac{\omega(\varepsilon' + i\varepsilon'')}{c} \frac{1}{r} \Re(r) \frac{\partial P_v(\cos \theta)}{\partial \theta}, \quad (11)$$

где $P_v(\cos \theta)$ – функция Лежандра первого рода порядка v [29].

3. Плотность энергии поля в диссипативной среде

В диссипативной среде с комплексной диэлектрической проницаемостью (3) и магнитной восприимчивостью $\mu = \mu' + i\mu''$, общее выражение для усредненной по времени плотности электромагнитной энергии (см., напр., [28]) приводит к следующим соотношениям для радиальной (w_r), полярной (w_θ) и азимутальной (w_φ) компонент плотности энергии поля:

$$w_r = \frac{1}{16\pi} \frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} |E_r|^2, \quad w_\theta = \frac{1}{16\pi} \frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} |E_\theta|^2, \quad (12)$$

$$w_\varphi = \frac{1}{16\pi} \frac{d(\omega\mu')}{d\omega} |H_\varphi|^2.$$

Для нахождения коэффициента пропускания сужающегося волновода введем, следуя [20], интегралы от величин w_r , w_θ , w_φ по участку поверхности сферы радиусом r , заключенному внутри конуса (см. рис. 1):

$$W_\beta = 2\pi r^2 \int_0^{\theta_0} w_\beta(r, \theta) \sin \theta d\theta \quad (\beta = r, \theta, \varphi). \quad (13)$$

Эти величины мы будем называть далее интегральными плотностями энергии. Результирующие выражения для W_r , W_θ , W_φ с явной зависимостью от радиальной координаты r получаются из формул (10)–(13) с помощью исходного выражения (6) для функции Герца. При этом интегральная плотность энергии W_r приобретает вид

$$W_r(r) = \frac{|C|^2}{8} \frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} [v(v+1)]^2 \mathfrak{F}_v^{(1)} \left| j_v \left[(n + i\kappa) \frac{\omega r}{c} \right] \right|^2, \quad (14)$$

$$\mathfrak{F}_v^{(1)}(\theta_0) = \int_0^{\theta_0} [P_v(\cos \theta)]^2 \sin \theta d\theta. \quad (15)$$

Угловой интеграл $\mathfrak{F}_v^{(1)}$ в (14) зависит от угла раскрытия конуса $2\theta_0$. При получении выражения для полярной компоненты W_θ следует также воспользоваться известным соотношением для производной сферической функции Бесселя. Это дает

$$W_\theta(r) = \frac{|C|^2}{8} \frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} \mathfrak{F}_v^{(2)} \left| (v+1) j_v \left[(n + i\kappa) \frac{\omega r}{c} \right] - \left[(n + i\kappa) \frac{\omega r}{c} \right] j_{v+1} \left[(n + i\kappa) \frac{\omega r}{c} \right] \right|^2, \quad (16)$$

где угловой интеграл

$$\mathfrak{F}_v^{(2)}(\theta_0) = \int_0^{\theta_0} \left[\frac{\partial P_v(\cos \theta)}{\partial \theta} \right]^2 \sin \theta d\theta = v(v+1) \mathfrak{F}_v^{(1)}(\theta_0). \quad (17)$$

Аналогично с помощью формул (10)–(13) и (6) для компоненты $W_\varphi(r)$ получаем соотношение

$$W_\varphi(r) = \frac{|C|^2 |\varepsilon' + i\varepsilon''|^2}{8} \left(\frac{\omega r}{c} \right)^2 \mathfrak{F}_v^{(2)} \left| j_v \left[(n + i\kappa) \frac{\omega r}{c} \right] \right|^2. \quad (18)$$

Суммирование выражений (14), (16) и (18) позволяет вычислить интегральную плотность полной энергии электромагнитного поля внутри конуса:

$$W_{\text{tot}}(r) = 2\pi r^2 \int_0^{\theta_0} (w_r + w_\theta + w_\varphi) \sin \theta d\theta = W_r(r) + W_\theta(r) + W_\varphi(r). \quad (19)$$

Значительный интерес представляет изучение асимптотического поведения интегральных плотностей энергии электрической ($W_{\text{el}} = W_r + W_\theta$) и магнитной ($W_{\text{m}} = W_\varphi$) компонент поля при больших расстояниях r от вершины конуса: $r \rightarrow \infty$. Соответствующие выражения непосредственно следуют из общих формул (14)–(18) при использовании асимптотического выражения для сферической функции Бесселя $j_v(z)$ с комплексным аргументом. В результате для $W_{\text{el}}(r)$ при $r \gg c/(\omega|n + i\kappa|)$ получаем соотношение

$$W_{\text{el}} = \frac{|C|^2}{16} \frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} \mathfrak{F}_v^{(2)} \times \left[\cosh \left(2\kappa \frac{\omega r}{c} \right) + \cos \left(2n \frac{\omega r}{c} - \pi v \right) \right]. \quad (20)$$

Аналогичное асимптотическое выражение для интегральной плотности магнитной энергии W_{m} в диссипативной среде конического волновода имеет вид

$$W_{\text{m}} = \frac{|C|^2}{16} |\varepsilon' + i\varepsilon''| \mathfrak{F}_v^{(2)} \times \left[\cosh \left(2\kappa \frac{\omega r}{c} \right) - \cos \left(2n \frac{\omega r}{c} - \pi v \right) \right]. \quad (21)$$

Из (20) и (21) следует, что при больших радиальных координатах r осцилляции электрического и магнитного полей в конусе находятся в противофазе. Нужно также

обратить внимание на фактор $\cosh(2\kappa\omega r/c)$, входящий в зависимости W_{el} и W_m от r , который отражает влияние поглощения света в диссипативной среде.

Суммирование выражений (20) и (21) приводит к следующей асимптотической формуле для интегральной плотности полной энергии поля $W_{tot} = W_{el} + W_m$ в конусе:

$$W_{tot} = \frac{|C|^2}{16} \mathfrak{I}_v^{(2)} \left\{ \left[\frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} + |\varepsilon| \right] \cosh \left(2\kappa \frac{\omega r}{c} \right) + \left[\frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} - |\varepsilon| \right] \cos \left(2n \frac{\omega r}{c} - \pi v \right) \right\}. \quad (22)$$

Таким образом, в диссипативной среде зависимость интегральной плотности полной электромагнитной энергии $W_{tot}(r)$ от радиальной координаты при $r \gg c/(\omega|n + i\kappa|)$ имеет осцилляционный характер. Эти не исчезающие с увеличением r осцилляции являются следствием дисперсии диэлектрической проницаемости. Они отсутствуют для прозрачных сред без дисперсии ($\kappa = 0$, $n = \text{const}$). При этом асимптотические выражения (20)–(22) сводятся к особенно простому виду:

$$W_{el} = \frac{|C|^2 \varepsilon}{8} \mathfrak{I}_v^{(2)} \cos^2 \left(\frac{n\omega r}{c} - \frac{\pi v}{2} \right), \quad (23)$$

$$W_m = \frac{|C|^2 \varepsilon}{8} \mathfrak{I}_v^{(2)} \sin^2 \left(\frac{n\omega r}{c} - \frac{\pi v}{2} \right),$$

$$W_{tot} = \frac{|C|^2 \varepsilon}{8} \mathfrak{I}_v^{(2)}, \quad r \gg c/(n\omega) \quad (24)$$

в полном соответствии с результатами работ [20, 21].

При наличии частотной дисперсии среды амплитуды осцилляций плотности энергии электрического ($W_{el} \propto d(\omega\varepsilon')/d\omega$) и магнитного ($W_m \propto |\varepsilon|$) полей в конусе отличаются друг от друга. Поэтому при суммировании выражений (20) и (21) эти осцилляции не компенсируют друг друга. Наибольший интерес для приложений представляет случай, когда мнимая часть диэлектрической проницаемости среды мала: $\varepsilon'' \ll \varepsilon'$ (т.е. $\kappa \ll n$). При этом относительная амплитуда осцилляций интегральной плотности полной энергии электромагнитного поля в области координат $r \gg c/(\omega n)$ определяется величиной $\gamma = (\omega d\varepsilon'/d\omega)/(2\varepsilon' + \omega d\varepsilon'/d\omega)$. Очевидно, что $\gamma \ll 1$ в случае малой дисперсии: $\omega d\varepsilon'/d\omega \ll \varepsilon'$. В противоположном предельном случае ($\omega d\varepsilon'/d\omega \gg \varepsilon'$) величина γ оказывается порядка единицы.

При расчете коэффициента пропускания надо усреднить выражение (22) по периоду осциллирующей компоненты интегральной плотности энергии электромагнитного поля. Это приводит к следующему результату:

$$\bar{W}_{tot} = \frac{|C|^2}{16} \mathfrak{I}_v^{(2)} \left[\frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} + |\varepsilon| \right] \cosh \left(2\kappa \frac{\omega r}{c} \right). \quad (25)$$

Для прозрачной среды ($\kappa = 0$) данное выражение переходит в (24).

Следует иметь в виду, что при наличии диссипации энергии в коническом волноводе имеется различие в потоках энергии, соответствующих падающей волне,

$$S_{in}(r) = \frac{c \bar{W}_{tot}(r) \exp(2\kappa\omega r/c)}{n[\exp(2\kappa\omega r/c) + \exp(-2\kappa\omega r/c)]}, \quad (26)$$

и встречной волне, отраженной от стенок волновода,

$$S_r(r) = -\frac{c \bar{W}_{tot}(r) \exp(-2\kappa\omega r/c)}{n[\exp(2\kappa\omega r/c) + \exp(-2\kappa\omega r/c)]}. \quad (27)$$

Нетрудно видеть, что отношение этих потоков $|S_r/S_{in}| = \exp(-4\kappa\omega r/c)$. Отметим также, что асимптотические выражения (22)–(27) применимы в области $r \gg c/(\omega|n + i\kappa|)$. Это означает, что расстояние r от вершины конуса должно заведомо превышать длину световой волны в среде.

Рассмотрим пространственное распределение электромагнитной энергии в кремниевом коническом волноводе с субволновой апертурой (см. рис. 1). Согласно имеющимся данным [30], в области энергий фотона 1.5–3.1 эВ (соответствующей исследуемому диапазону длин волн 830–400 нм) показатель преломления света $n(\omega)$ в Si монотонно возрастает от 3.67 до 5.57, а коэффициент затухания $\kappa(\omega)$ увеличивается от 0.005 до 0.387. При этом отношение κ/n изменяется в диапазоне $1.4 \times 10^{-3} - 6.9 \times 10^{-2}$. Следовательно, потери энергии, связанные с поглощением света в Si, особенно существенны в коротковолновой области видимого спектра, в то время как в ИК области их роль невелика.

На рис. 2 приведены результаты расчетов радиальных зависимостей интегральной плотности полной энергии поля $W_{tot} = W_r + W_\theta + W_\varphi$ для основной волны электрического типа TM_{01} . Расчеты выполнены для конуса с углом раскрытия $2\theta_0 = \pi/3$ при двух различных длинах световой волны в вакууме: $\lambda = 800$ и 500 нм (рис. 2, а и б со-

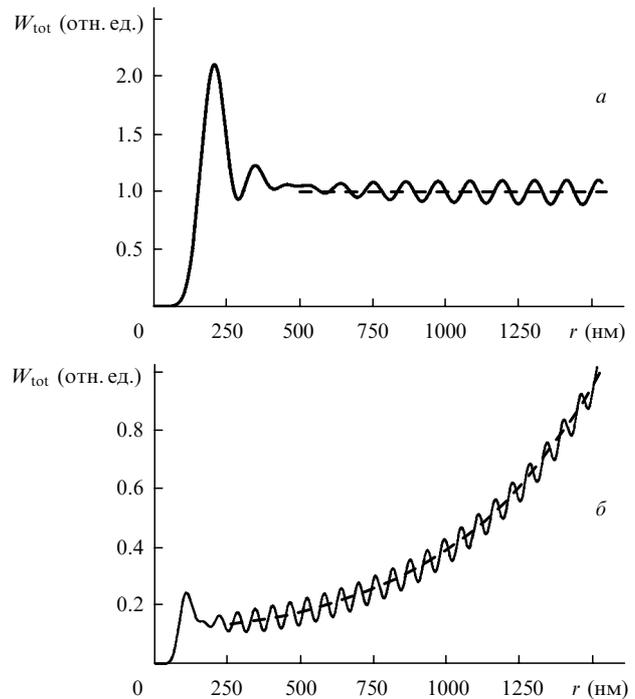


Рис. 2. Радиальные зависимости $W_{tot}(r)$ суммарной плотности электромагнитной энергии в кремниевом конусе, проинтегрированной по сегменту $0 \leq \theta \leq \theta_0$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ сферической поверхности. Расчеты выполнены для низшей TM_{mm} -моды ($m = 0$, $n = 1$) в конусе с углом раскрытия $2\theta_0 = 60^\circ$ ($v = 4.084$) при длине волны в вакууме $\lambda = 800$ (а) и 500 нм (б). Сплошные кривые – расчет по общим формулам (14), (16), (18) и (19), штриховые – усредненная по осцилляциям величина $\bar{W}_{tot}(r)$, определяемая выражением (25).

ответственно). Видно, что поведение W_{tot} в зависимости от r оказывается качественно различным в указанных случаях.

В ближней ИК области на $\lambda = 800$ нм коэффициент затухания $\kappa = 6.1 \times 10^{-3}$, а показатель преломления кремния $n = 3.69$. Из рис.2,а следует, что радиальная зависимость $W_{\text{tot}}(r)$ для металлизированного Si-волновода в значительной мере аналогична зависимости $W_{\text{tot}}(r)$ для стекловолоконного волновода с металлическим покрытием (ср. с рис.2 в [20]). Некоторые различия связаны лишь с присутствием небольших не затухающих с увеличением r осцилляций интегральной плотности полной энергии электромагнитного поля $\overline{W}_{\text{tot}}$ в кремнии (сплошная кривая на рис.2,а). Причина появления этих осцилляций в диспергирующих средах обсуждалась в разд.3. Штриховая кривая на рис.2,а иллюстрирует радиальную зависимость усредненной по осцилляциям интегральной плотности энергии $\overline{\overline{W}}_{\text{tot}}$ в асимптотической области $r \gg c/(n\omega)$. Видно, что из-за малого коэффициента затухания поля в Si на $\lambda = 800$ нм величина $\overline{\overline{W}}_{\text{tot}}$ является практически постоянной в рассматриваемой области координат, удовлетворяющих условию $c/(n\omega) \ll r \ll c/(\kappa\omega)$. Таким образом, в ИК области спектра поведение представленной на рис.2,а величины $\overline{\overline{W}}_{\text{tot}}$ в металлизированном кремниевом конусе аналогично ее поведению в рассмотренном ранее случае прозрачной стеклянной среды [20, 21].

В видимой области для $\lambda = 500$ нм значения κ и n для Si оказываются равными соответственно 7.3×10^{-2} и 4.3. Следовательно, коэффициент затухания света возрастает на порядок по сравнению с таковым в случае $\lambda = 800$ нм. Это приводит к иному характеру зависимости $W_{\text{tot}}(r)$ в области координат $r \gg c/(n\omega)$. Из рис.2,б видно, что в результате поглощения света в кремниевой сердцевине волновода усредненная по пространственным осцилляциям интегральная плотность энергии поля $\overline{\overline{W}}_{\text{tot}}(r)$ сначала существенно уменьшается по мере приближения к вершине конуса от больших r ($r \gg \lambda_{\text{Si}}$; в рассматриваемом примере $r = 1500$ нм). Это происходит вплоть до $r \sim \lambda_{\text{Si}}$, где $\lambda_{\text{Si}} = \lambda/n_{\text{Si}} = 116$ нм – длина волны света в Si при длине волны в вакууме $\lambda = 500$ нм.

Как и в предыдущем случае (рис.2,а) зависимость $W_{\text{tot}}(r)$ имеет осцилляционный характер даже в асимптотической области, т. е. при расстояниях $r \gg \lambda_{\text{Si}}$. Однако в связи с ростом дисперсии диэлектрической проницаемости Si в видимой области спектра ($\lambda = 500$ нм) амплитуда осцилляций функции $W_{\text{tot}}(r)$ существенно возрастает по сравнению с таковой для $\lambda = 800$ нм. В области координат $r \sim \lambda_{\text{Si}}$ интегральная плотность энергии имеет пик, после чего при $r \ll \lambda_{\text{Si}}$ наблюдается резкий спад $W_{\text{tot}}(r)$ по мере приближения к вершине конуса. В соответствии с (9) такой спад происходит по степенному закону $W_{\text{tot}} \propto (|k|r)^{2\nu}$, аналогично тому, как это имеет место в случае прозрачной стеклянной среды.

В целом, однако, в коротковолновой области поведение оптических полей в кремниевом волноводе радикально отличается от их поведения в стекловолоконном волноводе из-за существенного затухания световых волн. Диссипация энергии в Si становится при этом особенно существенной, когда длина образующей волновода r_{in} (см. рис.1) значительно превышает характерную длину затухания поля $r_{\kappa} = c/(2\kappa\omega)$ ($r_{\kappa} = 2.66, 0.84$ и 0.45 мкм при $\lambda = 633, 532$ и 488 нм соответственно).

4. Пропускание конического кремниевого волновода

Особый интерес вызывает изучение зависимостей коэффициента пропускания оптического кремниевого волновода от его геометрических параметров и длины волны. В случае волновода с субволновой апертурой следует различать коэффициенты пропускания, соответствующие прохождению падающего излучения в ближнюю и дальнюю зоны (см., напр., [9, 18]). В настоящей работе нас будет интересовать коэффициент пропускания, позволяющий определять электромагнитное поле в ближней зоне на выходе волновода. Согласно [18–21] такой коэффициент пропускания T определяется в терминах интегральных плотностей энергии поля на выходе и входе волновода, а не в терминах потока энергии (как в случае распространяющихся волн). При этом нужно обратить внимание на то, что представленные выше в разд.2 и 3 формулы для полей относятся к случаю закрытого металлизированного конуса. Масштаб возмущений полей, вызванных наличием входного и выходного отверстий в оптическом зонде апертурного типа был оценен в работах [18–21]. Было установлено, что эффекты отражения полей на выходной апертуре очень слабо изменяют амплитуду и распределение световых полей, рассчитанных для закрытого конуса при условии, что диаметр апертуры d значительно меньше длины волны λ .

Для сферических волн коэффициент пропускания T равен отношению $W_{\text{tot}}^{\text{out}}/W_{\text{tot}}^{\text{in}}$ плотности энергии поля $W_{\text{tot}}^{\text{out}} \equiv W_{\text{tot}}(z_0)$ на выходе усеченного конуса ($z = z_0$), проинтегрированной по плоской поверхности апертуры радиусом a (см. рис.1),

$$W_{\text{tot}}^{\text{out}} = 2\pi \int_0^a w_{\text{tot}}(\rho, z_0) \rho d\rho, \quad a = z_0 \tan \theta_0, \quad (28)$$

$$w_{\text{tot}}(\rho, z_0) = w_r(\rho, z_0) + w_\theta(\rho, z_0) + w_\varphi(\rho, z_0), \quad (29)$$

к интегральной плотности полной энергии $W_{\text{tot}}^{\text{in}}$ на входе в волновод.

В диссипативной среде выражение для $W_{\text{tot}}^{\text{in}}$ должно быть несколько модифицировано по сравнению со случаем прозрачной среды (ср. с [20]). Здесь следует ввести величину $\alpha(r_{\text{in}}, \omega)$, зависящую от частоты ω и расстояния r_{in} от вершины конуса до входа в волновод. При этом соответствующее общее выражение приобретает вид

$$W_{\text{tot}}^{\text{in}} = \alpha 2\pi r_{\text{in}}^2 \int_0^{\theta_0} w_{\text{tot}}(r_{\text{in}}, \theta) \sin \theta d\theta, \quad (30)$$

$$\alpha(r_{\text{in}}, \omega) = \left| \frac{(n/c)S_{\text{in}}(r_{\text{in}})}{\overline{\overline{W}}_{\text{tot}}(r_{\text{in}})} \right| = \frac{1}{1 + \exp(-4\kappa\omega r_{\text{in}}/c)}. \quad (31)$$

Интегрирование в (30) проводится по участку сферической поверхности внутри конуса ($0 \leq \theta \leq \theta_0, 0 \leq \varphi \leq 2\pi$) при $r = r_{\text{in}}$. Величина α введена в (30) для того, чтобы учесть в коэффициенте пропускания T лишь ту долю интегральной плотности энергии поля $W_{\text{tot}}(r_{\text{in}})$, которая соответствует падающей волне, и полностью исключить вклад отраженной волны. Численное значение α (31) изменяется от 1/2 до 1 в зависимости от коэффициента затухания κ и длины образующей конического волновода r_{in} . Для прозрачной среды ($\kappa = 0$) из (31) имеем $\alpha = 1/2$,

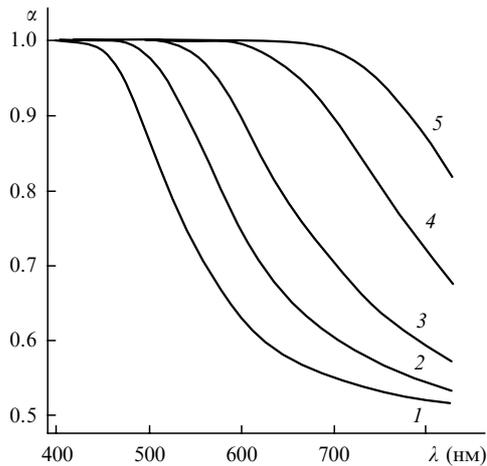


Рис.3. Зависимости величины α от длины волны в вакууме λ , рассчитанные с помощью выражения (31) с учетом дисперсии коэффициента затухания света $\kappa(\lambda)$ в кремнии по данным работы [30] для радиальной координаты $r_{in} = 0.5$ (1), 1 (2), 2 (3), 5 (4) и 10 мкм (5), отсчитываемой от вершины конуса до входа в волновод.

так что определение коэффициента пропускания в этом частном случае [20, 21] совпадает с данным здесь общим определением. Для диссипативной среды $\alpha \rightarrow 1$ при условии, что отношение $2\kappa\omega r_{in}/c$ становится значительно больше единицы. Такое поведение α иллюстрирует рис.3.

На нем приведены спектральные зависимости $\alpha(\lambda)$ для Si в диапазоне длин волн 400–830 нм при расстоянии от вершины конуса до входа в волновод $r_{in} = 0.5, 1, 2, 5$ и 10 мкм.

Результаты расчетов спектральных зависимостей коэффициента пропускания конического кремниевого волновода с металлическим покрытием приведены на рис.4 и 5 для основной волны электрического типа TM_{01} . Расчеты выполнены для двух углов θ_0 : $\pi/6$ (рис.4) и $\pi/3$ (рис.5), и охватывают область длин волн 400–830 нм. Все представленные спектральные зависимости получены для четырех значений r_{in} : 1, 2, 5 и 10 мкм. Это дает возможность выяснить влияние поглощения света в кремнии на коэффициент пропускания системы. Кривые 1, 2, 3, 4, 5 на рис.4 и 5 получены соответственно при следующих диаметрах выходной апертуры: 200, 100, 70, 50 и 25 нм.

Из рис.4 и 5 видно, что коэффициент пропускания волновода T сильно зависит от диаметра апертуры d . При заданной длине волны коэффициент T резко уменьшается с уменьшением диаметра d , значения которого 100, 70, 50 и 25 нм соответствуют закрытому режиму волновода. Случай $d = 200$ нм является выделенным среди рассмотренных примеров. Это связано с тем, что величина $d = 200$ нм превышает критический диаметр волновода для волны TM_{01} во всем исследуемом спектральном диапазоне. Поэтому режим прохождения этой вол-

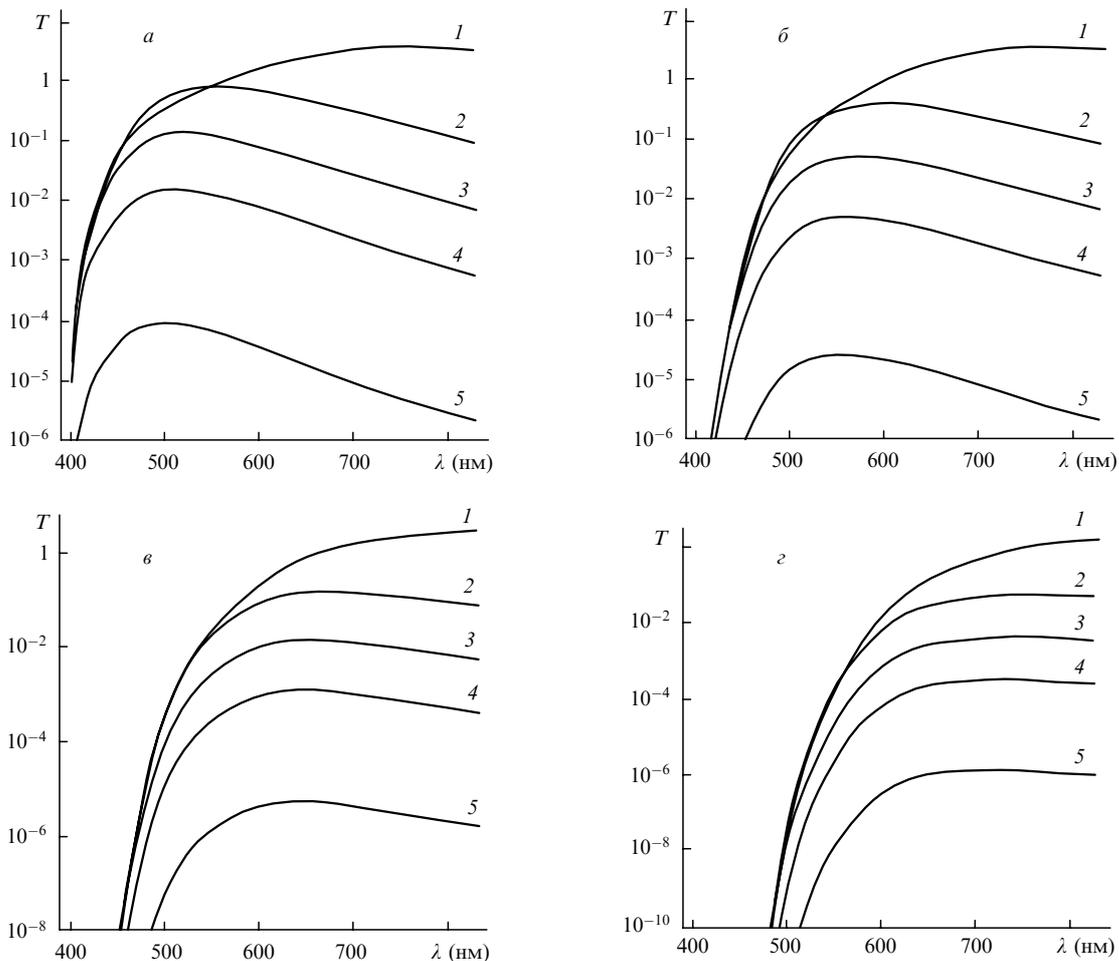


Рис.4. Зависимости коэффициента пропускания T конического кремниевого волновода от длины волны в вакууме λ для расстояния от вершины конуса до входа в волновод $r_{in} = 1$ (а), 2 (б), 5 (в) и 10 мкм (г). Расчеты выполнены для волны TM_{01} в конусе с углом раскрытия $2\theta_0 = 60^\circ$ ($v = 4.084$) при диаметре выходной апертуры $d = 200$ (1), 100 (2), 70 (3), 50 (4) и 25 нм (5).

ны через волновод соответствует случаю распространяющихся волн, что приводит к особенно большим значениям T в длинноволновой области.

Сравнение с нашими предыдущими результатами [20, 21] показывает, что зависимости пропускания кремниевого и стекловолоконного (или кварцевого) волновода от длины волны радикально отличаются друг от друга. Для волновода со стекловолоконной сердцевиной коэффициент пропускания монотонно возрастает с уменьшением λ [20, 21]. В то же время коэффициент пропускания волновода с кремниевой сердцевиной сначала возрастает с уменьшением λ в ИК области, достигает максимума при определенной длине волны λ_{max} , а затем резко падает при $\lambda \ll \lambda_{\text{max}}$ (см. рис.4 и 5). Существенно, что этот максимум пропускания находится в видимой области спектра для $\lambda \sim 550 - 800$ нм.

Таким образом, анализ полученных результатов позволяет утверждать, что пропускание кремниевого волновода является высоким как в ближней ИК области, так и в видимом спектральном диапазоне при условии, что длина r_{in} волновода не превышает нескольких микрометров. Так, например, при $\lambda = 830$ нм, угле раскрытия $2\theta_0 = 60^\circ$ и $r_{\text{in}} = 2$ мкм имеем $T = 1.9 \times 10^{-6}$, 4.8×10^{-4} , 6.4×10^{-3} и 8.5×10^{-2} для диаметра выходной апертуры $d = 25, 50, 70$ и 100 нм соответственно. В видимой области на длине волны He-Ne-лазера ($\lambda = 633$ нм) коэффициент пропускания возрастает на два-три порядка по

сравнению со стекловолокном. Его значения составляют 1.6×10^{-5} , 3.6×10^{-3} , 4.1×10^{-2} и 3.9×10^{-1} для $d = 25, 50, 70$ и 100 нм и тех же углов раскрытия $2\theta_0$ и длин волновода r_{in} . Для длины волны аргонового лазера ($\lambda = 488$ нм) получаем $T = 9.4 \times 10^{-6}$, 1.6×10^{-3} , 1.2×10^{-2} и 4.5×10^{-2} при тех же значениях d . Следует отметить, что и для этой длины волны, несмотря на резкое увеличение поглощения света в Si, коэффициент пропускания T значительно превышает соответствующие значения для стекловолоконного сужающегося волновода с металлическим покрытием.

Как и в случае волновода со стекловолоконной сердцевиной, при увеличении угла раскрытия конуса коэффициент пропускания увеличивается (см. рис.4 и 5). В результате, для угла $2\theta_0 = 120^\circ$ при длине световой волны $\lambda = 633$ нм и том же ($r_{\text{in}} = 2$ мкм) расстоянии от вершины конуса до входа в волновод имеем $T = 7.6 \times 10^{-3}$, 8.0×10^{-2} , 2.3×10^{-1} и 6.2×10^{-1} для $d = 25, 50, 70$ и 100 нм соответственно.

Сравнение с нашими недавними расчетами [20, 21] коэффициента пропускания металлизированного стекловолокна ($n = 1.55$) позволяет сделать вывод о том, что использование кремния в качестве сердцевины оптического волновода дает возможность значительно повысить коэффициент пропускания системы. При этом для заданного угла раскрытия конуса преимущества кремния перед стекловолокном или кварцем проявляются особенно

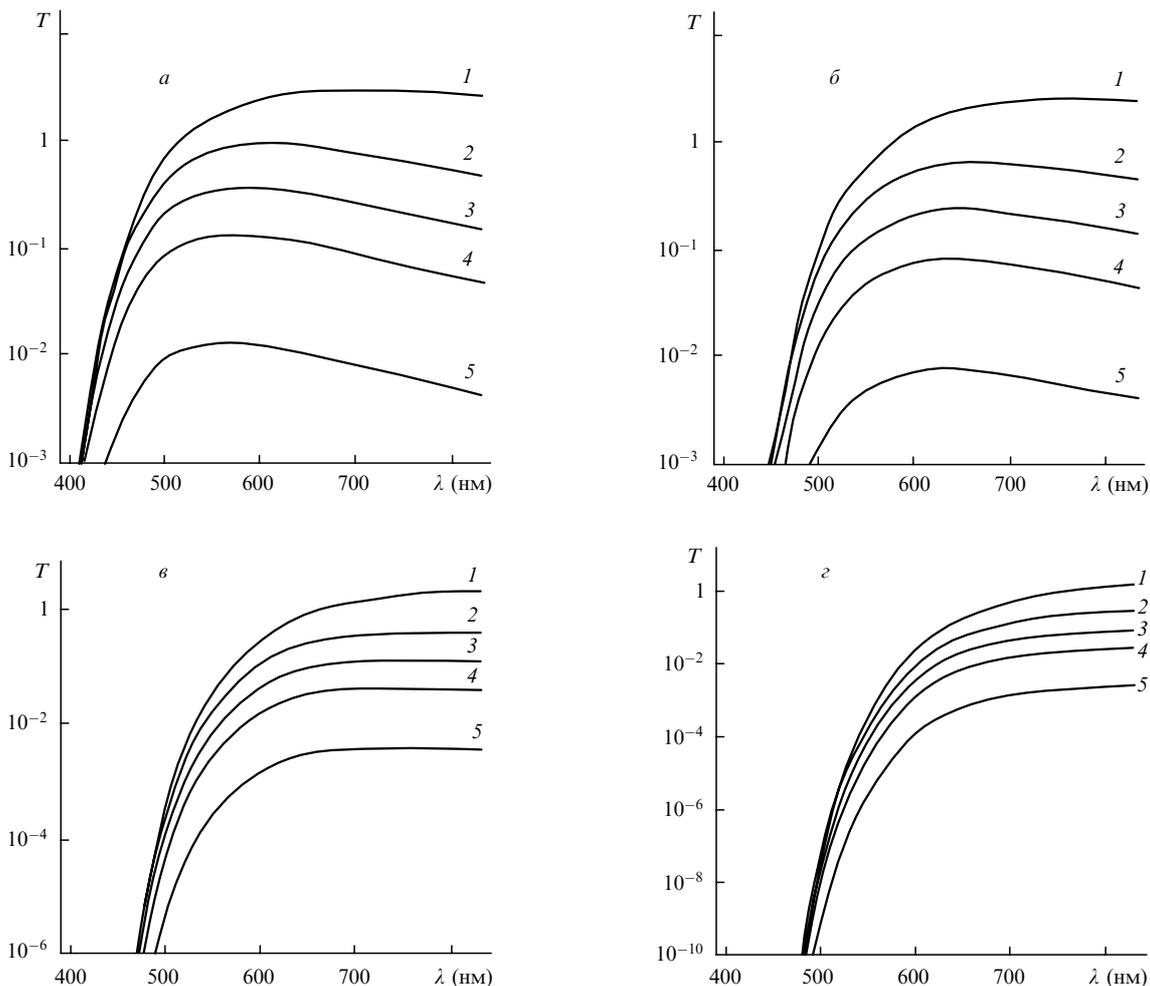


Рис.5. То же, что и на рис.4, для угла раскрытия конуса $2\theta_0 = 120^\circ$ ($v = 1.777$).

сильно при малых диаметрах выходной апертуры (т. е. при условиях, обеспечивающих высокое пространственное разрешение микроскопа ближнего поля). Так, например, для конического волновода с длиной $r_{in} = 2$ мкм и углом раскрытия $2\theta_0 = 60^\circ$ отношение коэффициентов пропускания T_{Si}/T_{glass} на $\lambda = 633$ нм составляет 345, 620, 800 и 981 для диаметра $d = 100, 70, 50$ и 25 нм соответственно.

Еще одна характерная особенность состоит в том, что в кремниевом зонде при каждом фиксированном λ имеет место существенное уменьшение пропускания $T(\lambda)$ с увеличением длины зонда r_{in} (в отличие от случая стекловолокна [20, 21]). Как следует из проведенных расчетов, эта зависимость является относительно слабой в ИК области и становится весьма резкой в коротковолновой части видимого спектра (см. рис.4 и 5). Так, например, при $\lambda < 500$ нм увеличение длины r_{in} зонда от 2 до 10 мкм приводит к уменьшению коэффициента пропускания на несколько порядков.

Необходимо также обратить внимание на следующее обстоятельство. Проведенное в работе рассмотрение позволяет объяснить физическую причину высоких коэффициентов пропускания ($T > 1$), которые могут быть получены при больших углах раскрытия конуса в том случае, когда радиус выходной апертуры близок к критическому. Это связано со специфической интерференционной картиной поля в конусе. При определенном сочетании длины световой волны и геометрических параметров системы интегральная плотность энергии поля на выходе волновода оказывается близкой к своему пиковому значению W_{tot}^{max} , которое может существенно превышать соответствующие значения W_{tot} на его входе (см. рис.2).

Еще одна причина высоких коэффициентов пропускания связана со сферическим волновым фронтом рассматриваемых оптических полей в конусе. В отличие от случая плоского волнового фронта, при просачивании таких полей через конический волновод в результате отражения от его наклонных стенок не происходит перекачки световой энергии основной собственной волны в волны высших типов (что ограничивает пропускание системы [18]). Следовательно, в практических условиях для обеспечения больших выходных плотностей энергии поля требуется улучшение его входных характеристик. Это касается, в частности, обеспечения сходящегося первоначально волнового фронта в результате фокусировки входящего в волновод излучения.

5. Заключение

1. В настоящей статье разработан теоретический подход для расчета пространственного распределения плотности энергии электромагнитного поля в сужающихся оптических волноводах, заполненных средой с комплексной диэлектрической проницаемостью. Подход основан на рассмотрении собственных сферических мод конуса с радиальной зависимостью, пригодной для описания распределения полей в оптических зондах с субволновой апертурой. Конкретное рассмотрение проведено для собственной волны электрического типа с низшим индексом (TM_{01} -мода). Результаты аналогичных расчетов для доминирующей волны магнитного типа (TE_{11} -мода) будут опубликованы в отдельной работе.

2. Подход применим для произвольных углов раскрытия конического волновода с субволновой аперту-

рой. Он дает наглядную картину поведения полей в оптическом зонде для широкого диапазона его геометрических параметров и длин волн с учетом поглощения света и дисперсии диэлектрической проницаемости среды. Исследовано влияние диссипативных потерь в сердцевине полупроводникового (Si) волновода на распределение плотности электрической и магнитной энергии по радиальной координате. Установлены существенные различия в пространственном распределении интегральной плотности полной электромагнитной энергии в коротковолновой и длинноволновой областях спектра.

3. Проведены расчеты коэффициентов пропускания металлизированного конического волновода с кремниевой сердцевиной. Полученные результаты охватывают область длин волн 400–830 нм. Как и в исследованном ранее случае стекловолоконного волновода с металлическим покрытием, расчеты демонстрируют сильные зависимости коэффициента пропускания от радиуса выходной апертуры a , угла раскрытия конуса $2\theta_0$ и длины световой волны λ . Изучено влияние поглощения света в Si на коэффициент пропускания сужающегося волновода.

4. Основные различия теоретических данных по пропусканию сужающихся оптических волноводов с кремниевой и стекловолоконной сердцевиной связаны со следующими обстоятельствами. Во-первых, поглощение света в кремнии приводит к дополнительному затуханию поля при его просачивании через конический волновод. Поэтому коэффициент пропускания в коротковолновой области существенно зависит от длины волновода в отличие от случая стекловолоконной среды [20, 21]. С другой стороны, высокий по сравнению со стеклом коэффициент преломления света в Si приводит к существенному уменьшению длины той части конического волновода, на которой он функционирует в закритическом режиме. Это значительно ослабляет затухание поля в волноводе на закритическом участке. Относительная роль этих факторов в кремнии сильно зависит от длины волны.

5. В ближней ИК области поглощение света сравнительно слабо влияет на коэффициент пропускания сужающегося волновода. Поэтому из-за высокого показателя преломления кремний при использовании его в оптических зондах всегда имеет большие преимущества перед стекловолокном или кварцем для получения высокого пропускания. В видимой области спектра результаты оказываются весьма чувствительными к длине оптического зонда. При длинах, не превышающих нескольких микрометров, значительные преимущества использования Si также становятся несомненными. Например, если длина зонда составляет ~ 2 мкм, а угол сужения равен 60° , то увеличение коэффициента пропускания по сравнению с таковым для стекловолокна оказывается порядка $10^2 - 10^3$ в области $\lambda \sim 550 - 700$ нм. Однако, если длина зонда превышает 8–10 мкм, коэффициент пропускания резко уменьшается в результате поглощения света в кремнии. В связи с этим при больших длинах зондов преимущества использования Si сохраняются только в длинноволновой части видимого спектра и в ИК области.

6. Основной вывод работы состоит в том, что при выборе подходящих геометрических параметров оптического кремниевого зонда рефракция существенно преобладает над поглощением света. В связи с этим использование Si в качестве сердцевины зонда, применяемого в

микроскопии ближнего поля, позволяет получить высокий коэффициент пропускания излучения видимого и ближнего ИК диапазонов и одновременно высокое пространственное разрешение. В заключение отметим, что представляет значительный интерес применить развитый подход не только для кремния, но и для других поглощающих сред, имеющих высокий показатель преломления.

Работа выполнена при финансовой поддержке научной программы РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и РФФИ (грант № 02-02-16274).

1. Betzig E., Trautman J.K., Harris T.D., Weiner J.S., Kostelak R.I. *Science*, **251**, 1468 (1991).
2. Pohl D.W. *Thin Solid Films*, **264**, 250 (1995).
3. Near-Field Nano/Atom Optics and Technology. Ed. by M.Ohtsu (Berlin: Springer-Verlag, 1998).
4. Noell W., Abraham M., Mayr K., Ruf A., Barenz J., Hollricher O., Marti O., Güthner P. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 1236 (1997).
5. Islam M.N., Zhao X.K., Said A.A., Mickel S.S., Vail C.F. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2886 (1997).
6. Yatsui T., Kourogi M., Ohtsu M. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1756 (1997); *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2090 (1998).
7. Eckert R., Freyland J.M., Gersen H., Heinzemann H., Schürmann G., Noell W., Staufer U., de Rooij N.F. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3695 (2000); *J. Microsc.*, **202**, 7 (2001).
8. Naber A., Molenda D., Fischer U.C., Maas H.J., Höppener C., Lu N., Fuchs H. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 21801 (2002).
9. Hecht B., Sick B., Wild U.P., Deckert V., Zenobi R., Martin O.J.F., Pohl D.W. *J. Chem. Phys.*, **112**, 7761 (2000).
10. Novotny L., Pohl D.W., Regli P. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**, 1768 (1994).
11. Novotny L., Pohl D.W. In: *Photons and Local Probes*. Ed. by O.Marti, R.Möller (Dordrecht: NATO ASI Series E, Kluwer, 1995, p. 21).
12. Novotny L., Pohl D.W., Hecht B. *Opt. Lett.*, **20**, 970 (1995); *Ultramicroscopy*, **61**, 1 (1995).
13. Furukawa H., Kawata S. *Opt. Commun.*, **132**, 170 (1996).
14. Nakamura H., Sawada K., Kambe H., Saiki T., Sato T. *Prog. Theor. Phys. Supplement.*, **138**, 173 (2000).
15. Nakamura H., Sato T., Kambe H., Sawada K., Saiki T. *J. Microsc.*, **202**, 50 (2001).
16. Knoll B., Keilmann F. *Opt. Commun.*, **162**, 177 (1999).
17. Kuznetsova T.I., Lebedev V.S. *J. Russ. Laser Res.*, **22**, 123 (2001); *J. Russ. Laser Res.*, **23**, 211 (2002).
18. Кузнецова Т.И., Лебедев В.С. *Квантовая электроника*, **32**, 727 (2002).
19. Kuznetsova T.I., Lebedev V.S. *J. Russ. Laser Res.*, **24**, 458 (2003).
20. Кузнецова Т.И., Лебедев В.С. *Квантовая электроника*, **33**, 931 (2003).
21. Kuznetsova T.I., Lebedev V.S., Tsvelik A.M. *J. Opt. A: Pure and Appl. Opt.*, **6**, 338 (2004).
22. Danzebrink H.U., Castiaux A., Girard C., Bouju X., Wilkening G. *Ultramicroscopy*, **71**, 371 (1998).
23. Dziomba T., Danzebrink H.U., Lehrer C., Frey L., Sulzbach T., Ohlsson O. *J. Microsc.*, **202**, 22 (2001).
24. Yatsui T., Isumi K., Kourogi M., Ohtsu M. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 2257 (2002).
25. Castiaux A., Danzebrink H.U., Bouju X. *J. Appl. Phys.*, **84**, 52 (1998).
26. Hillenbrand R., Keilmann F. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3029 (2000); *Appl. Phys. B*, **73**, 239 (2001).
27. Вайнштейн Л.А. *Электромагнитные волны* (М.: Радио и связь, 1988).
28. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982).
29. Абрамович М., Стиган И. *Справочник по специальным функциям* (М.: Наука, 1979).
30. Aspnes D.E., Studna A.A. *Phys. Rev. B*, **27**, 985 (1983).