

Оценка потерь в оптических плёночных волноводах с шероховатыми границами и поглощением

С. С. Даниленко, А. Н. Осовицкий

*Кафедра радиофизики
Российский университет дружбы народов
ул. Миклуто-Маклая, д. 6, Москва, Россия, 117198*

Методом малых возмущений с использованием оптико-геометрического подхода решена задача о распространении света в плёночном волноводе с шероховатыми границами и поглощением. Выполнены экспериментальные исследования указанных волноводных структур. Результаты этих исследований несколько расходятся с выводами развитой теории. В итоге анализа выявленных несоответствий предложена более точная модель процесса рассеяния в плёночных волноводах с шероховатыми границами.

Ключевые слова: плёночный волновод, шероховатость, поглощение, коэффициент затухания, экспериментальные исследования.

1. Введение

Новые достижения в использовании интегральной оптики (нанофотоники) для значительного увеличения быстродействия современных компьютеров [1] вызвали рост интереса к оптическим плёночным волноводам, в особенности к системам «кремний на изоляторе» [2]. На основе подобных волноводов, размещённых на полупроводниковой (кремниевой) подложке, строится целый ряд интегрально-оптических устройств [3, 4]. Прежде всего это мультиплексоры и демультиплексоры, модуляторы, переключатели, линейки планарных лазеров и фотодетекторов. Совместное использование указанных устройств обеспечивает оптическую многоканальную связь между электронными чипами и, как предполагают разработчики компаний IBM и Intel, приведёт к созданию компьютеров с терабитными скоростями [1]. Однако теория распространения света в базовых волноводных структурах учитывает либо только потери на рассеяние, либо потери на поглощение (как правило, в одной из сред). Заметим, что работы с результатами экспериментальных исследований общих потерь в плёночных волноводах нам не известны. Цель данной работы — теоретически и экспериментально оценить потери лазерного излучения в подобных плёночных волноводах при наличии как шероховатости границ, так и поглощения.

2. Постановка задачи. Основные соотношения и их анализ

Задача формулируется следующим образом. Задан плоской плёночный четырехслойный волновод (рис. 1), с комплексными диэлектрическими проницаемостями сред 2, 3 и 4. Шероховатость границ раздела сред 1–2 и 2–3 характеризуется среднеквадратичными отклонениями от плоскости σ_1 и σ_2 . В данном волноводе распространяется волна заданной поляризации длиной волны λ , с коэффициентом фазового замедления γ . Она затухает как за счёт рассеяния на шероховатости, так и за счёт поглощения в трех средах. Требуется установить связь между коэффициентом затухания волны α и параметрами волновода и шероховатостью поверхностей.

В случае малых потерь коэффициент затухания волны может быть представлен суммой коэффициентов рассеяния ($\alpha_{\text{рас}}$) и поглощения ($\alpha_{\text{пог}}$) $\alpha = \alpha_{\text{рас}} + \alpha_{\text{пог}}$. В свою очередь коэффициент поглощения состоит из суммы коэффициентов поглощения в средах 2, 3 и 4 $\alpha_{\text{пог}} = \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4$. При этом необходимо различать

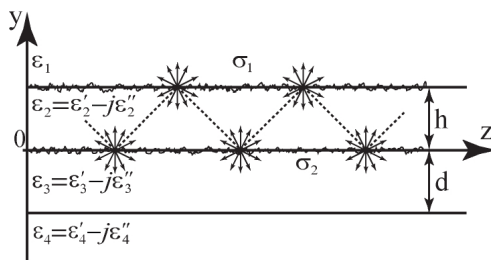


Рис. 1. Рассматриваемая волноводная система с шероховатыми границами и поглощением

два случая соотношения между ε_2' и ε_4' . В первом случае, когда $\varepsilon_2' > \varepsilon_4'$, коэффициент α_4 определяется поглощением в среде 4 за счёт проникновения поля в эту среду и наличия мнимой части ε_4 . Увеличивая толщину буферного слоя d , можно свести этот вид потерь к нулю. Во втором случае, при $\varepsilon_2' < \varepsilon_4'$, причиной затухания волноводной моды является возникновение волн утечки или вытекающих волн [5], т.к. $\gamma < \sqrt{\varepsilon_4'}$ (мнимая часть ε_4 может быть равна нулю). Эти волны аналогичны волнам излучения с помощью призмного элемента связи и возникают при проникновении поля волноводной моды в среду 4. Данный механизм потерь сохраняется и при $\varepsilon_4'' = 0$. Он довольно подробно исследован [5], а выражение для α_4 в этом случае имеет вид $\alpha_4 = f(\varepsilon_i, h, \lambda) \exp(-2k_y d)$. Здесь $f(\varepsilon_i, h, \lambda)$ — функция, определяемая параметрами волновода и длиной волны, а $k_y = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\gamma^2 - \varepsilon_3'}$.

Как видно из этого выражения, увеличением значения d можно обеспечить сколь угодно малое значение α_4 . Следовательно, в обоих случаях соотношения ε_2' и ε_4' потери в среде 4 в поставленной задаче можно не рассматривать при правильном выборе толщины буферного слоя d . Если же возникает необходимость учёта этих потерь, то можно воспользоваться приведённым выше выражением для α_4 .

Поставленная задача может быть решена в два этапа. На первом — с помощью оптико-геометрического подхода находится коэффициент рассеяния $\alpha_{\text{рас}}$ [6]. Не останавливаясь подробно на выводе соответствующего выражения, приведём его конечный вид, состоящий из суммы коэффициентов рассеяния на шероховатости обеих границ волновода

$$\alpha_{\text{рас}} = \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) \frac{(\varepsilon_2' - \gamma^2)^{3/2}}{2\gamma h_{\text{эфф}}}, \quad (1)$$

здесь $h_{\text{эфф}}$ — эффективная толщина моды. Отметим, что это выражение практически совпадает с соотношением (5.1.4), приведённым в [7]. Для полного их совпадения в (5.1.4) нужно ввести волноводные параметры γ и $h_{\text{эфф}}$, а также учесть опечатку (A должно быть в квадрате).

Как следует из выражения (1), коэффициент рассеяния растёт с увеличением шероховатости поверхностей и уменьшением длины волны используемого излучения. При этом значения среднеквадратичных отклонений σ_1 и σ_2 входят в выражение с одним и тем же множителем, т.е. относительный вклад шероховатости границ в общий коэффициент рассеяния не зависит от разности показателей преломления граничащих сред и определяется лишь значениями σ_1 и σ_2 . На рис. 2 представлены расчётные зависимости коэффициента рассеяния от толщины волновода при следующих параметрах: $\varepsilon_2' = 2,512$, $\varepsilon_3' = 2,294$, $\varepsilon_1 = 1$, $\lambda = 0,6328$ мкм. Из данного рисунка видно, что при значениях h , близких к критическим толщинам мод, с увеличением h коэффициент рассеяния резко возрастает, затем достигает максимума и плавно убывает. Подобный ход этих кривых определяется зависимостью $h_{\text{эфф}}$ от h . Кривые для мод различных номеров имеют одинаковый характер, но максимальные значения $\alpha_{\text{рас}}$ уменьшаются с ростом номера моды.

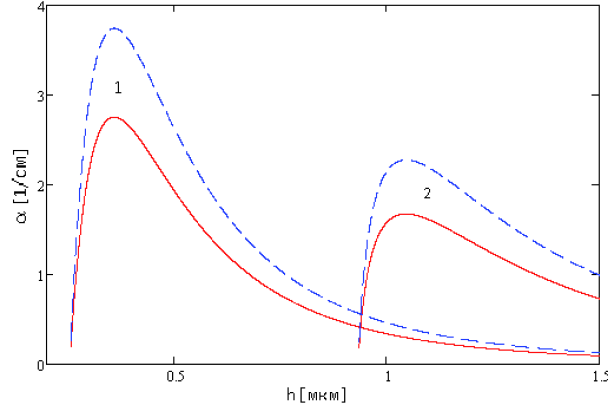


Рис. 2. Зависимость коэффициента рассеяния от h для первых двух мод ТЕ-поляризации при различных σ_1 и σ_2 (непрерывные линии — $\sigma_1 = 0$, $\sigma_2 = 5$ нм, пунктирные — $\sigma_1 = 3$ нм, $\sigma_2 = 5$ нм). Цифрами обозначены номера мод

На втором этапе методом возмущений получено выражение для коэффициента поглощения $\alpha_{\text{пог}}$, обязанного комплексной диэлектрической проницаемости плёнки (первое слагаемое) и буферного слоя (второе слагаемое)

$$\alpha_{\text{пог}} = \frac{\varepsilon_2'' \left(\frac{2\pi}{\lambda} h + \frac{\sqrt{\gamma^2 - \varepsilon_1}}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} + \frac{\sqrt{\gamma^2 - \varepsilon_3'}}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_3')} \right)}{\gamma h_{\text{эфф}}} + \frac{\varepsilon_3'' (\varepsilon_2' - \gamma^2)}{\gamma h_{\text{эфф}} (\varepsilon_2' - \varepsilon_3') \sqrt{\gamma^2 - \varepsilon_3'}}. \quad (2)$$

Естественно, что с ростом значений мнимой части диэлектрической проницаемости сред оба коэффициента возрастают при любых значениях параметров волновода. При этом, несмотря на одинаковые зависимости обоих коэффициентов от $h_{\text{эфф}}$, их зависимости от толщины плёнки различны. Это различие связано с поведением множителя $\frac{(\varepsilon_2' - \gamma^2)}{\sqrt{\gamma^2 - \varepsilon_3'}}$ во втором слагаемом. При $h = h_{\text{кр}}$ ($\gamma^2 = \varepsilon_3'$) значение этого множителя равно бесконечности, а при $h \rightarrow \infty$ ($\gamma^2 \rightarrow \varepsilon_2'$) стремится к нулю.

Зависимость коэффициента поглощения от толщины плёнки иллюстрируют расчётные кривые, представленные на рис. 3. Как видно, при толщине плёнки, равной критической, коэффициент $\alpha_2 = 0$, а α_3 максимален и равен коэффициенту поглощения материала буферного слоя $\alpha_{\text{буф}}$. Это связано с тем, что при критической толщине вся мощность возбуждаемой волны переносится в подложке. С увеличением h коэффициент поглощения в плёнке возрастает вследствие увеличения мощности волны, переносимой во второй среде, в то время как коэффициент α_3 падает. При $h \rightarrow \infty$ коэффициент поглощения в плёнке стремится к значению $\alpha_{\text{плён}}$ для неограниченной среды со значением мнимой части диэлектрической проницаемости ε_2'' .

Как уже отмечалось, общий коэффициент затухания каждой моды определяется суммой $\alpha_{\text{рас}}$ и $\alpha_{\text{пог}}$. На рис. 4 представлены зависимости общего коэффициента затухания от толщины волноводного слоя при различных значениях σ_1 и ε_2'' , при этом $\sigma_2 = 0$, $\varepsilon_3'' = 0$. Кривая 1 — $\sigma_1 = 5$ нм, $\varepsilon_2'' = 0$; кривая 2 — $\sigma_1 = 5$ нм, $\varepsilon_2'' = 2 \cdot 10^{-5}$; кривая 3 — $\sigma_1 = 0$, $\varepsilon_2'' = 5 \cdot 10^{-5}$.

Таким образом, поставленная задача решена, получены аналитические выражения для коэффициентов рассеяния и поглощения. Их анализ позволяет выработать рекомендации по созданию волноводных систем с минимальным коэффициентом затухания.

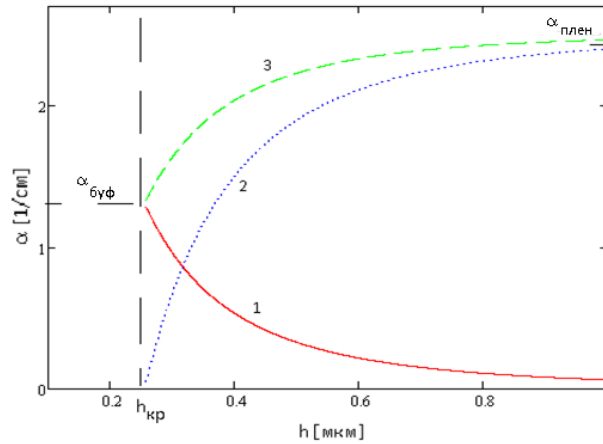


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения от h для низшей моды при различных значениях ε_2'' и ε_3'' : **1** — $\varepsilon_2'' = 0$, $\varepsilon_3'' = 2 \cdot 10^{-5}$; **2** — $\varepsilon_2'' = 4 \cdot 10^{-5}$, $\varepsilon_3'' = 0$; **3** — $\varepsilon_2'' = 4 \cdot 10^{-5}$, $\varepsilon_3'' = 2 \cdot 10^{-5}$

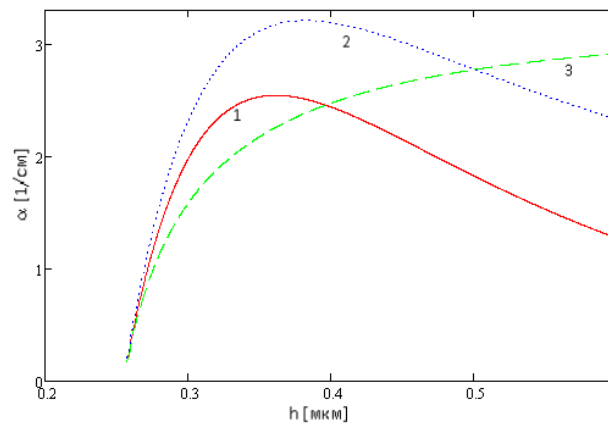


Рис. 4. Зависимость общего коэффициента затухания для первой моды ТЕ-поляризации от толщины волновода

3. Экспериментальные исследования

Экспериментально исследовались волноводы, изготовленные на подложке из стекла марки К-8, поверхность которого была обработана по высшему 14 классу чистоты. Плёнка из полистирола наносилась на подложку методом вытягивания из раствора. Затем образец прогревался до температуры 140°C . При этом верхняя граница плёнки становилась гладкой [8], т. е. шероховатой оставалась только граница сред 2–3 ($\sigma_1 = 0$).

На первом этапе исследований было важно экспериментально установить наличие потерь на поглощение. Поскольку подложкой являлось высококачественное оптическое стекло, то можно положить $\alpha_3 = 0$. Следовательно, изготовив многомодовые волноводы и измерив коэффициент затухания мод, можно судить о том, какой из коэффициентов $\alpha_{\text{рас}}$ или $\alpha_{\text{пог}}$ является определяющим. Здесь следует напомнить, что зависимость $\alpha_{\text{рас}}$ от номера моды является возрастающей, а $\alpha_{\text{пог}} = \alpha_2$ — убывающей.

Значения коэффициентов фазового замедления γ измерялись методом призмного вывода излучения, что позволило определить толщину плёнки с высокой точностью. Затем, методом двух призм, были измерены значения коэффициентов

затухания всех мод ТЕ-поляризации. В таблице для примера приведены измеренные значения α в обратных сантиметрах для четырёх значений толщины плёнки. Как следует из таблицы, для всех образцов, кроме последнего, отмеченная выше тенденция возрастания потерь с ростом номера моды выполняется, т. е. определяющим механизмом потерь является рассеяние на шероховатости границ раздела сред. Вместе с тем нет тенденции уменьшения коэффициента затухания с ростом толщины плёнки для заданной моды. Таким образом, существуют различия в тенденциях между теоретическими и экспериментальными результатами.

Таблица 1
Измеренные значения α для нескольких значений толщины плёнки

h [мкм]	α_{H_1}	α_{H_2}	α_{H_3}	α_{H_4}
2,20	0,04	0,09	0,16	—
2,51	0,13	0,64	1,73	3,46
2,65	0,11	0,23	0,35	1,35
3,69	0,10	0,18	0,21	0,20

Для дальнейшего анализа причин выявленных несоответствий исследовались одномодовые волноводы различной толщины, изготовленные на одной подложке. На рис. 5 представлена теоретическая зависимость (кривая 1) коэффициента затухания α от толщины плёнки h для $\sigma_1 = 2,5$ нм, $\sigma_2 = 0$, здесь же приведены экспериментальные значения измеренного коэффициента затухания. Видно, что наблюдаются некоторые различия расчётной и экспериментальной зависимостей. Одной из причин этих и отмеченных выше различий могут быть интерференционные эффекты [8], имеющие ярко выраженный характер особенно при рассеянии в подложку (буферный слой). Для учёта указанных эффектов шероховатость поверхностей уже не достаточно характеризовать среднеквадратическим отклонением. В этом случае необходимо более детальное её описание. Например, шероховатость может быть представлена её спектром, т. е. зависимостью амплитуды пространственных гармоник шероховатости поверхности от их периода (пространственной частоты) [8].

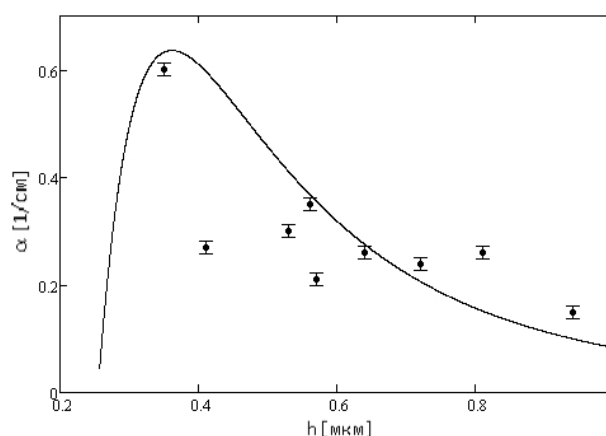


Рис. 5. Зависимости коэффициента рассеяния низшей моды от толщины плёнки для одномодового волновода

Таким образом, принятая начальная модель процесса волноводного рассеяния не является достаточно корректной для плёночных волноводов. Её можно использовать лишь для оценки потерь в системе. Для более точного описания процесса рассеяния необходимо сформулировать новый подход к решению поставленной задачи.

При этом подходе шероховатость поверхностей должна представляется в виде двумерного спектра пространственных гармоник, который не зависит от направления распространения волноводной волны. Кроме того, необходимо учесть интерференционные явления и брегговское (внутриволноводное) рассеяние [9]. Что касается экспериментальной части исследований, то здесь необходимо улучшить технологию создания плёночных волноводов с целью достижения более высокой однородности толщины плёнки на всей поверхности образца, а также усовершенствовать методику измерения потерь.

4. Заключение

В заключение следует отметить, что решение поставленной задачи в данной модели позволит более точно описать процесс рассеяния на шероховатости границ раздела плёночных волноводов. Кроме того, это поможет реализовать волноводный метод измерения шероховатости поверхности в случае плёночных волноводов. Как показано в [6], волноводный метод определения параметров шероховатости поверхности обладает простотой реализации и высокой чувствительностью. В отличие от зондовых методов, он исключает ограничения, связанные с конечным радиусом зонда и вибрациями, обеспечивает усреднение измеряемой величины на существенно большей площади.

Литература

1. *Лебедеико Е.* SNIPER: светлое будущее кремниевой нанофотоники // Компьютерра. — 2011. — № 79. — С. 17–46. [*Lebedenko E.* SNIPER: svetloe buduthee kremnievoyj nanofotoniki // Kompjyuterra. — 2011. — No 79. — S. 17–46.]
2. *Vlasov Y. A., McNab S. J.* Losses in Single-Mode Silicon-on-Insulator Strip Waveguides and Bends // *Optics Express*. — 2004. — Vol. 12, No 8. — Pp. 1622–1631.
3. *Assefa S., Xia F., Vlasov Y. A.* Reinventing Germanium Avalanche Photodetector for Nanophotonic On-Chip Optical Interconnects // *Nature*. — 2010. — No 464. — Pp. 80–84.
4. Ultra-Compact, Low RF Power, 10 Gb/s Silicon Mach-Zehnder Modulator / *W. M. J. Green, M. J. Rooks, L. Sekaric, Y. A. Vlasov* // *Optics Express*. — 2007. — Vol. 15, No 25. — Pp. 17106–17113.
5. *Stutius W., Streifer W.* Silikon Nitride Films on Silicon for Optical Waveguides // *Appl. Optics*. — 1977. — Vol. 16, No 12. — Pp. 3218–3222.
6. *Осовицкий А. Н.* Интегральный подход к измерению параметров шероховатости поверхности по рассеянию света в диэлектрических волноводах // *Радиотехника и электроника*. — 2011. — Т. 56, № 1. — С. 43–47. [*Osovickij A. N.* Integralnij podkhod k izmereniyu parametrov sherokhovatosti poverkhnosti po rasseyaniju sveta v dielektricheskikh volnovodakh // *Radiotekhnika i ehlektronika*. — 2011. — T. 56, No 1. — S. 43–47.]
7. *Хаспенджер Р.* Интегральная оптика: теория и технология. — М.: Мир, 1985. [*Khaspendzher R.* Integraljnaya optika: teoriya i tekhnologiya. — М.: Mir, 1985.]
8. *Осовицкий А. Н., Тупанов Л. В.* Характеристики волноводного метода измерения параметров шероховатости гладких поверхностей диэлектриков // *Радиотехника и электроника*. — 2008. — Т. 53, № 6. — С. 706–714. [*Osovickij A. N., Tupanov L. V.* Kharakteristiki volnovodnogo metoda izmereniya parametrov sherokhovatosti gladkikh poverkhnostej dielektrikov // *Radiotekhnika i ehlektronika*. — 2008. — T. 53, No 6. — S. 706–714.]
9. *Osovitskiy A. N., Tcheliaev A. P., Tcheremiskin I. V.* // *Guide-Wave Optics / SPIE*. — Vol. 1932. — 1993. — P. 312.

UDC 535.36; 535.016; 621.372.81.09

Estimation of Losses in Optical Film Waveguides with Rough Surfaces and Absorption**S. S. Danilenko, A. N. Osovitskii***Department of Radiophysics
Peoples' Friendship University of Russia
6, Miklukho-Maklaya str., Moscow, Russia, 117198*

The method of small indignations with use of the optics-geometrical approach solves a problem of light propagation in a film waveguide with rough surfaces and absorption. Experimental researches specified waveguide structures are carried out. Results of these researches substantially do not correspond to conclusions of the developed theory. As a result of the analysis of the revealed discrepancies and additional calculations more exact model of scattering process in film waveguides with rough surfaces is offered.

Key words and phrases: film waveguide, roughness, absorption, attenuation coefficient, experimental researches.