

Исследование потерь оптического излучения в одномодовых AlGaAsOI микроволноводах

О. А. Крылова, В. В. Витько, А. Б. Устинов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

oa.krylova@etu.ru

Аннотация. Работа посвящена исследованию потерь оптического излучения в одномодовых микроволноводах из AlGaAs-на-изоляторе (AlGaAsOI от англ. «AlGaAs-on-insulator»). Проведено численное моделирование декрементов затухания в интегральных канальных и полосковых волноводах, работающих в одномодовом режиме. Для моделирования использовались оригинальная теоретическая модель на основе улучшенного метода Маркатили и элементов теории возмущений. Получены зависимости волноводных потерь от геометрических параметров структуры. Сформулированы рекомендации для реализации минимальных потерь в исследованных одномодовых микроволноводах.

Ключевые слова: оптический микроволновод; AlGaAs-на-изоляторе; оптические потери

I. ВВЕДЕНИЕ

Интегральная фотоника привлекает особое внимание научного сообщества благодаря практичной и компактной реализации устройств. В этой области постоянно идет поиск новых технологических решений, способных удовлетворить растущие требования интегральной фотоники к устройствам и компонентам. В настоящее время существуют две перспективные конкурирующие материальные платформы, отвечающие выдвигаемым требованиям: полупроводники группы $A^{III}B^V$ и платформа кремний-на-изоляторе (КНИ) [1]. Кремний-на-изоляторе широко используется для изготовления элементов фотонных интегральных схем (ФИС). Интерес к данной платформе обусловлен ее высоким контрастом показателей преломления, а также хорошей совместимостью с КМОП-технологией [2]. Однако на телекоммуникационных длинах волн (1.4 – 1.6 мкм) кремний обладает двухфотонным поглощением и вызываемым им поглощением свободных носителей, которые сильно снижают производительность устройств [3]. В сравнении с КНИ полупроводники группы $A^{III}B^V$ обладают высокими значениями нелинейных параметров, а эффект двухфотонного поглощения наступает на больших длинах волн [4]. В последние годы технологически стала возможна комбинация материалов AlGaAs и SiO_2 (AlGaAsOI), что позволило снизить потери на распространение оптического излучения до 1 – 3 дБ/см, сохранив при этом многообразие преимуществ полупроводников группы $A^{III}B^V$, а также обеспечив совместимость с КМОП-технологией [3, 5]. Стоит также отметить, что на основе AlGaAsOI возможно изготовление радиопотонных схем,

сочетающих в себе как активные, так и пассивные компоненты на едином кристалле [5].

Целью данной работы является исследование распространения оптического излучения в канальных и полосковых микроволноводах прямоугольного поперечного сечения, которые являются базовыми элементами устройств ФИС [6, 7]. Рабочие характеристики и режим работы таких волноводов сильно зависят от размеров сердцевин. Таким образом, для исследования распространения оптического излучения в них необходимо определить их дисперсионные свойства, построить распределения электромагнитных полей и определить величину потерь. В работе представлена оригинальная теоретическая модель, позволяющая получить зависимость эффективного показателя преломления, распределения электромагнитных полей и потерь исследуемой структуры от ее геометрических параметров.

II. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим распространение плоской монохроматической волны оптического диапазона в канальных и полосковых волноводах, общий вид поперечного сечения которых представлен на рис. 1. Сердцевина обеих структур выполнена из AlGaAs (область I на рис. 1) с шириной a и толщиной d , а подложка (область IV) – из диоксида кремния (SiO_2). В случае канального волновода волноведущая область окружена обкладкой из SiO_2 , а в полосковом волноводе – воздушной обкладкой (рис. 1).

Распространяющаяся в волноводе мощность оптического излучения $P(z)$ экспоненциально уменьшается по мере прохождения излучения вдоль структуры. Зависимость этой мощности от продольной координаты z описывается выражением [8]:

$$P(z) = P_0 e^{-2\alpha z}, \quad (1)$$

где P_0 – начальная мощность, α – декремент затухания.

Начальная мощность оптического излучения P_0 определяется из уравнения Пойнтинга, как мощность, распространяющейся по линии передачи без потерь:

$$P_0 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S \vec{E} \times \vec{H}^* dS, \quad (2)$$

где \vec{E} – напряженность электрического поля, \vec{H}^* – комплексно-сопряженная напряженность магнитного

поля, dS – площадь поперечного сечения излучения, распространяющегося в волноводе.

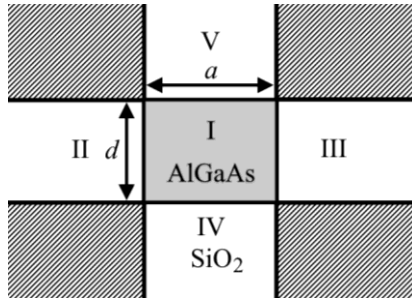


Рис. 1. Поперечное сечение исследуемых волноведущих структур, где область I – сердцевина из AlGaAs с показателем преломления $n_1 = 3.245$, область IV – подложка из SiO₂ с $n_4 = 1.444$, области II, III, V – обкладка из воздуха с $n_{2,3,5} = 1$ или SiO₂ с $n_{2,3,5} = 1.444$ для полоскового и канального волноводов, соответственно

Перепишем выражение (2) для случая исследуемых структур с учетом компонент напряженностей электрического и магнитного полей для каждой области. Так, для области I получим:

$$P_0 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-d/2}^{d/2} \int_{-a/2}^{a/2} (E_x^1 H_y^{1*} - E_y^1 H_x^{1*}) dx dy.$$

Определим $P_l(z)$ – мощность потерь на единицу длины вдоль волноведущей структуры. Для этого продифференцируем выражение (1) по продольной координате:

$$P_l(z) = -\frac{\partial P(z)}{\partial z} = 2\alpha P_0 e^{-2\alpha z} = 2\alpha P(z). \quad (3)$$

Отметим, что отрицательный знак у частной производной введен для того, чтобы $P_l(z)$ соответствовала потерям мощности по длине.

Из уравнения (3) по теории возмущения, определим декремент затухания α , позволяющий оценить линейные потери на прохождение оптического излучения по волноводу, следующим образом [8]:

$$\alpha = \frac{P_l(z)}{2P(z)} = \frac{P_l(z=0)}{2P_0}. \quad (4)$$

В исследуемых AlGaAsOI-волноводах все области обладают свойствами диэлектрика, поэтому P_l с учетом материальных потерь определяется следующим образом [8]:

$$P_l = \frac{\omega \varepsilon''}{2} \int_s |\vec{E}|^2 dS, \quad (5)$$

где ω – угловая частота, ε'' – мнимая часть диэлектрической проницаемости, описывающая потери в материале на заданной длине волны. В случае исследуемых структур для области I выражение (5) принимает следующий вид:

$$P_l = \frac{\omega \varepsilon''_{\text{AlGaAs}}}{2} \int_{-d/2}^{d/2} \int_{-a/2}^{a/2} \left[(E_x^1)^2 + (E_y^1)^2 + (E_z^1)^2 \right] dx dy.$$

Для определения поперечных компонент электромагнитных полей (E_x, E_y, H_x, H_y) воспользуемся улучшенным методом Маркатили, применение которого подробно описано в работе [9] для аналогичных волноводных структур на GaAs/AlGaAs. Таким образом, получаем системы уравнений для компонент E_x, E_y, H_x, H_y для каждой области исследуемых микроволноводов:

Для области I:

$$\begin{cases} E_x = \frac{\beta A_1 k_x + \omega \mu_0 A_2 k_y}{iK_1^2} \cos[k_x(x+\xi)] \cos[k_y(y+\eta)], \\ E_y = \frac{-\beta A_1 k_y + \omega \mu_0 A_2 k_x}{iK_1^2} \sin[k_x(x+\xi)] \sin[k_y(y+\eta)], \\ H_x = \frac{-\beta A_2 k_x + \omega \varepsilon_0 n_1^2 A_1 k_y}{iK_1^2} \sin[k_x(x+\xi)] \sin[k_y(y+\eta)], \\ H_y = \frac{\beta A_2 k_y + \omega \varepsilon_0 n_1^2 A_1 k_x}{iK_1^2} \cos[k_x(x+\xi)] \cos[k_y(y+\eta)], \end{cases}$$

где β – продольное волновое число, A_i – амплитуды электромагнитного поля, k_x, k_y – поперечные волновые числа, ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная постоянные, соответственно, ξ, η – пространственные сдвиги $K_j^2 = n_j^2 k_0^2 - \beta^2$ – поперечное волновое число области с номером j , n_j – её коэффициент преломления, $k_0 = \omega/c$ – волновой вектор в свободном пространстве, а c – скорость света. Для областей II – V системы уравнений имеют аналогичный вид с заменой тригонометрических функций с x -зависимостями на $\exp[\pm \gamma_j(x \pm d/2)]$ для областей II – III и с y -зависимостями на $\exp[\pm \gamma_j(y \pm a/2)]$ для областей IV – V, где знаки "+" и "-" выбираются для четных и нечетных областей, соответственно.

Подставляя системы уравнений для поперечных компонент электромагнитных полей в выражения (2) и (5), получаем итоговые выражения для P_0 и P_l в исследуемых структурах, соответственно. Таким образом, определив все необходимые величины и подставив их в выражение (4), находим искомую зависимость линейных потерь исследуемых структур от геометрических размеров волноведущей области.

Стоит отметить, что предложенная теоретическая модель учитывает потери, связанные с ε'' , т.е. с потерями в материалах волновода. Таким образом, можно определить сочетание материалов и конфигурацию волноведущих структур, обеспечивающих минимальные потери на распространения.

III. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Разработанная теоретическая модель легла в основу алгоритмов расчета параметров и потерь канальных и полосковых волноводов. Расчеты проводились для следующих параметров: длина волны $\lambda = 1.55$ мкм, сердцевина волноводов из Al_{0.3}Ga_{0.7}As с показателем преломления $n_{\text{AlGaAs}} = 3.245$ и мнимой частью

диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{AlGaAs}}'' = 5.6 \cdot 10^{-2}$ [10], обкладка волноводов из SiO_2 с показателем преломления $n_{\text{SiO}_2} = 1.444$ и мнимой частью диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{SiO}_2}'' = 7.2 \cdot 10^{-4}$ [11]. Отметим, что моделирование проводилось для основной моды исследуемых волноводов E_0^x (преимущественная поляризация вектора напряженности электрического поля \vec{E} вдоль ширины волновода). По предварительным расчетам $d = 0.3$ мкм обеспечивает одномодовый режим распространения оптического излучения в описываемых волноводах. Ширина сердцевин a варьировалась в пределах от 0.3 мкм до 1.5 мкм. Кроме того, проведена нормировка потока мощности оптического излучения на 1 мВт, распространяющегося по волноводу.

Согласно описанной в [9] теоретической модели проведен расчет дисперсионных характеристик исследуемых канального и полоскового волноводов, откуда получены значения продольной β и поперечных k_x, k_y , составляющих волнового вектора. Отметим, что моделирование дисперсионных кривых проведено для различных значений ширины сердцевин.

Рассмотрим распределения квадрата напряженностей электрического поля оптического излучения в исследуемых микроволноводах. Моделирование проводилось согласно описанной в [9] теоретической модели. Результаты моделирования представлены на рис. 3 для канального и полоскового волноводов различных поперечных сечений.

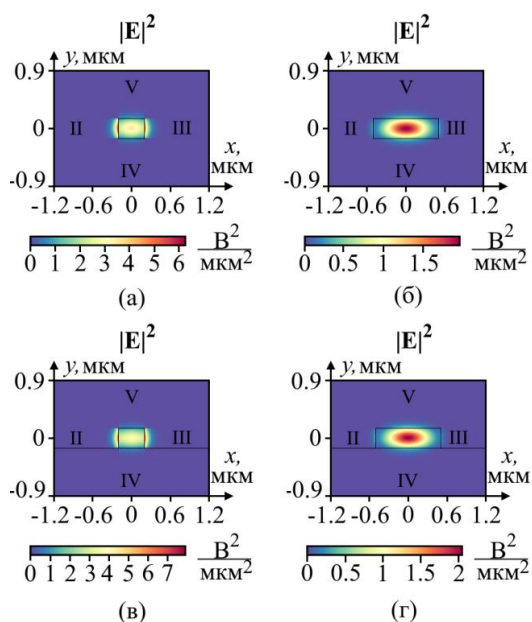


Рис. 2. Распределение квадрата напряженностей электрического поля в канальном и полосковом волноводах для моды основного типа E_0^x при поперечных размерах сердцевин 0.3×0.4 мкм² (а), (в) и 0.3×1 мкм² (б), (г)

Видно, что при размерах сердцевин 0.3×0.4 мкм² (рис. 2а, в) электромагнитное поле значительно выходит в области II и III, что связано с преимущественной поляризацией \vec{E} , касательной подложке. Стоит отметить, что в случае полоскового волновода наблюдается большая локализация поля в сердцевине

структуры за счет более высокого контраста показателей преломления по сравнению с канальным. При увеличении ширины волноводов до 1 мкм (рис. 2б, г) электромагнитное поле практически полностью сосредоточено в центральных областях структур как для канального, так и для полоскового волноводов.

Проведено моделирование потерь от ширины сердцевин волноведущей области. Результаты расчетов для исследуемых структур представлены на рис. 3. Видно, что в случае полоскового волновода потери с увеличением ширины сердцевин уменьшаются. Так как начальная мощность P_0 является константой и равна 1 мВт, то при малых значениях ширины сердцевин электромагнитное поле локализовано внутри волновода и обладает высоким значением напряженности (рис. 2в). Следуя уравнению (5), P_l зависит от напряженности электрического поля, и, следовательно, определяет максимум потерь на распространение.

Из рис. 2 видно, что при увеличении ширины волноведущей структуры значения напряженности электрического поля уменьшаются. Таким образом, при увеличении ширины волновода распространяющаяся в нем мода локализуется в сердцевине, напряженность поля уменьшается, а значит, и значение потерь также становится ниже.

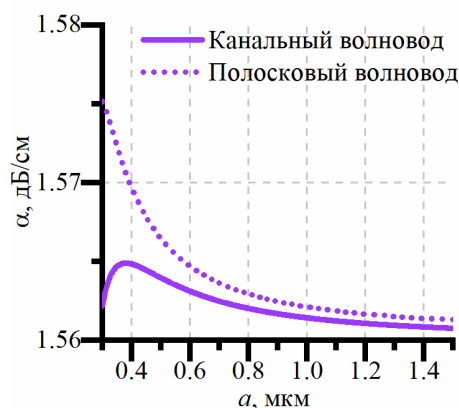


Рис. 3. Зависимость потерь на распространение от ширины сердцевин a в канальном и полосковом волноводах для моды основного типа E_0^x

В отличие от полоскового волновода на начальном участке зависимости декремента затухания канального волновода наблюдается увеличение потерь до максимума 1.565 дБ/см при ширине 0.4 мкм. Такая зависимость обусловлена тем, что при ширинах, сравнимых с толщиной волноведущей области (0.3×0.3 мкм²), значительная часть моды, распространяющейся по структуре, занимает пространство как сердцевин, так и окружающего волновода диэлектрика. Поэтому, при фиксированной мощности в 1 мВт напряженность электрического поля имеет значение ниже, чем в предыдущем рассмотренном случае. Значительную роль в формировании потерь на распространение имеет окружающий диэлектрик, обладающий меньшей мнимой частью диэлектрической проницаемости ε'' . Эти два фактора определяют ход кривой потерь в начале характеристики. При увеличении ширины волноведущей области распространяющаяся по структуре мода все больше локализуется в сердцевине волновода, обладающей наибольшей по сравнению с

окружающими областями ε'' , а напряженность электрического поля увеличивается (рис. 2а, б), тем самым увеличивая значение потерь. Таким образом, при достижении ширины значения 0.4 мкм напряженность электрического поля оптического излучения принимает наибольшее значение, что обуславливает максимум потерь в канальном волноводе. При дальнейшем увеличении ширины мода все больше локализуется в сердцевине, а значения напряженности электрического поля уменьшаются, таким образом, приводя к уменьшению декремента затухания.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование дисперсионных характеристик, распределения электромагнитных полей, потерь в одномодовых канальных и полосковых микроволноводах различных поперечных сечений. Получены зависимости декремента затухания от ширины волноведущей области. При увеличении сердцевинной электромагнитное поле локализуется в центральной области, и потери в исследуемых структурах уменьшаются. В канальных волноводах наблюдается локальный максимум, связанный с особенностями распространения оптического излучения по канальным волноводам. Показано, что канальный волновод обладает меньшими значениями потерь на распространение в отличие от полоскового, однако при ширинах сердцевин, превышающих 1 мкм, значения декрементов затухания для обоих видов исследуемых структур принимают близкие значения. Таким образом, для реализации микроволноводов AlGaAsOI стоит отдавать предпочтение структурам канальных волноводов с максимально возможной шириной, удовлетворяющей условию одномодового распространения оптического излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Minhao Pu et al. An ultra-efficient nonlinear platform: AlGaAs-on-insulator // 2016 Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS). Shanghai, China: IEEE, 2016. P. 3160–3160.
- [2] Jalali B., Fathpour S. Silicon Photonics // Journal of Lightwave Technology. 2006. Vol. 24, № 12. P. 4600–4615.
- [3] Fathpour S. Heterogeneous Nonlinear Integrated Photonics // IEEE J. Quantum Electron. 2018. Vol. 54, № 6. P. 1–16.
- [4] Aspnes D.E., Kelso S.M., Logan R.A., Bhat R. Optical properties of Al_xGa_{1-x}As // Journal of Applied Physics. 1986. Vol. 60, № 2. P. 754–767.
- [5] Mobini E. et al. AlGaAs Nonlinear Integrated Photonics // Micromachines. 2022. Vol. 13, № 7. P. 991.
- [6] Wang X., Sieger M., Mizaikoff B. Toward on-chip mid-infrared chem/bio sensors using quantum cascade lasers and substrate-integrated semiconductor waveguides / ed. Razeghi M. San Francisco, California, USA, 2013. P. 86312M.
- [7] Sieger M., Mizaikoff B. Optimizing the design of GaAs/AlGaAs thin-film waveguides for integrated mid-infrared sensors // Photon. Res. 2016. Vol. 4, № 3. P. 106.
- [8] Pozar D. M. Microwave engineering 4th ed. John Wiley & sons, 2011. 754 p.
- [9] Витько В.В., Крылова О.А., Еськов А.В., Устинов А.Б. Исследование одномодового режима распространения оптического излучения в интегральных микроволноводах из арсенида галлия // Сборник докладов Всероссийской научно-технической конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ». 2023. С. 493-496.
- [10] Adachi S. Properties of Aluminium Gallium Arsenide // Japan: Gunma University, 1993, 233 p.
- [11] Palik E.D. Handbook of optical constants of solids. San Diego: Academic Press, 1998. 834 p.