

Расчет оптических потерь в одномодовых микроволноводах из GaAs/AlGaAs и AlGaAs-на-изоляторе

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

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

Аннотация: работа посвящена расчету оптических потерь в одномодовых микроволноводах прямоугольного поперечного сечения из GaAs/AlGaAs и AlGaAs-на-изоляторе (AlGaAsOI от англ. «AlGaAs-on-insulator»). Проведены численное моделирование дисперсионных характеристик и расчет потерь на распространение в интегральных канальных и полосковых волноводах. Для этого была использована оригинальная теоретическая модель, в основе которой лежат улучшенный метод Маркатили и элементы теории возмущений. Выполнен сравнительный анализ результатов расчета декремента затухания для микроволноводов различных видов и геометрий поперечных сечений. Сформулированы рекомендации для реализации одномодовых волноводов с минимальными потерями.

Ключевые слова: оптический микроволновод, арсенид галлия, AlGaAs-на-изоляторе, оптические потери

1. Введение

Активные исследования и применение полупроводников группы $A^{III}B^{IV}$ в электронике и микроэлектронике приходятся на вторую половину 20 века (см. обзор [1] и литературу в нем). Одним из перспективных материалов для реализации базовых микроэлектронных компонентов является GaAs и соединения на его основе. Электрофизические и оптические свойства GaAs исследуются последние полвека [2]. На сегодняшний день гетероструктуры на основе GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ по своим оптическим свойствам (как линейным, так и нелинейным) не уступают структурам, созданным по технологии кремний- и литий-ниобат-на-изоляторе (КНИ и ЛНИИ, соответственно) [3], однако обладают перспективным отличием, заключающемся в возможности реализовать в едином технологическом процессе как пассивные (например, микрокольцевые резонаторы [4]), так и активные (например, лазеры [5]) элементы интегральной фотоники.

Основным элементом интегральной фотоники является оптический микроволновод. В зависимости от технологии изготовления перспективными являются GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ волноводы, а также волноводы GaAs-на-изоляторе. Первые получили свое распространение в виде канальных и полосковых микроволноводов как наиболее простые в реализации и позволяющие получить наименьшие потери на распространение [6]. При этом благодаря возможности получения твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$ с различным уровнем Al в составе становится возможным варьировать коэффициент преломления и оптические потери в исследуемых структурах [7, 8]. Однако, контраст коэффициентов преломления между сердцевиной микроволновода и подложкой относительно не велик. Решением, позволяющим увеличить контраст показателей преломления, сохранив при этом преимущества AlGaAs, является технология AlGaAs-на-изоляторе [9]. Выбор технологического ядра для разработки и проектирования топологий фотонных интегральных схем (ФИС) обусловлен возможностью создания одномодовых микроволноводов с наименьшими потерями на

распространение оптического излучения. Целью данной работы является расчет оптических потерь в одномодовых микроволноводах прямоугольного поперечного сечения из GaAs/AlGaAs и AlGaAs-на-изоляторе. Численное моделирование дисперсии оптического излучения и потерь на его распространение в интегральных канальных и полосковых волноводах позволит провести сравнительный анализ и дать рекомендации к выбору материальной платформы и геометрических размеров.

2. Одномодовый режим

Рассмотрим распространение оптического излучения в канальных и полосковых микроволноводах прямоугольного поперечного сечения. Волноведущая структура, представленная на рис. 1, разделена на пять областей, расположенных крестом с центральной областью I, соответствующей сердцевине волновода. Излучение распространяется в области I, и затухает экспоненциально в подложке (область II) и окружающем пространстве (области III – V). Угловые области из рассмотрения исключаются. Следуя теоретической модели, разработанной в [10], выбрана поляризация волны E^x , соответствующая ориентации вектора напряженности электрического поля \vec{E} в отсутствии составляющей вдоль OY , т.е. $E_y = 0$.

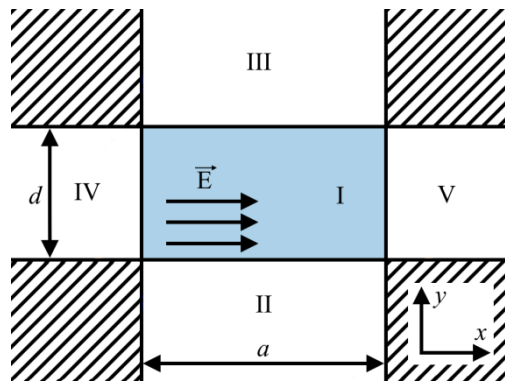


Рисунок 1. Общий вид поперечного сечения волноведущей структуры.

Применение стандартных электродинамических граничных условий позволяет составить систему уравнений, описывающих связь поперечных компонент электрического и магнитного полей E_x, E_y, H_x, H_y для каждой исследуемой области через продольные компоненты E_z и H_z . Важно отметить, что в соответствии с улучшенным методом Маркатили, лежащим в основе теоретической модели, в области I компоненты $E_y = 0$ и $H_x = 0$, а в областях II – IV все шесть компонент электромагнитного поля являются не нулевыми. Решение волновых уравнений для E_z и H_z с учетом составленных уравнений позволяет определить связь амплитуд базисных функций с начальной амплитудой напряженности электрического поля, а также получить систему дисперсионных уравнений. Решением системы дисперсионных уравнений являются поперечные k_x, k_y и продольное β волновые числа. Для удобства анализа результаты дисперсионные характеристики при заданных длине волны λ и толщине волновода d представляются в виде зависимости эффективного показателя преломления n_{eff} от ширины исследуемого волновода a . При этом $n_{eff} = \beta/k_0$, где k_0 – волновое число в свободном пространстве.

Для определения начальной амплитуды напряженности электрического поля была проведена нормировка мощности оптического излучения, проходящего через

поперечное сечение волноведущей структуры:

$$P_0 = \sum_j P_0^j = 1 \text{ мВт}, \quad (1)$$

где P_0^j – мощность, записанная для области с номером j . Используя уравнение Пойнтинга, получим мощность в j области исследуемых волноведущих структур:

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

где H_y^{j*} и H_x^{j*} – комплексно-сопряженные напряженности магнитного поля.

Моделирование дисперсионных характеристик в координатах $n_{\text{eff}}(a)$ на длине волны $\lambda = 1.55$ мкм проводилось для волноводов на основе GaAs/Al_{0.8}Ga_{0.2}As и Al_{0.3}Ga_{0.7}As-на-изоляторе. Выбор составов обусловлен возможностью достижения высокого контраста показателей преломления на заданной длине волны. Здесь и далее при расчетах использовались следующие материальные параметры: $n_{\text{GaAs}} = 3.44$, $n_{\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}} = 3$, $n_{\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}} = 3.25$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.44$ и $n_{\text{воздух}} = 1$ – коэффициенты преломления, а $\varepsilon''_{\text{GaAs}} = 0.0267$, $\varepsilon''_{\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}} = 0.0327$, $\varepsilon''_{\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}} = 0.056$, $\varepsilon''_{\text{SiO}_2} = 7.2 \cdot 10^{-4}$ и $\varepsilon''_{\text{воздух}} = 0$ – мнимые части относительных диэлектрических проницаемостей GaAs, Al_{0.8}Ga_{0.2}As, Al_{0.3}Ga_{0.7}As, SiO₂ и воздуха, соответственно [6 – 8].

Предварительно был рассчитан диапазон толщин волноведущих структур из GaAs/AlGaAs и AlGaAsOI, позволяющих реализовать одномодовый режим распространения волны типа E^x . Из полученного диапазона выбраны значения толщин $d = 0.22$ мкм и $d = 0.4$ мкм как наиболее показательные для сравнения волноводов.

На рис. 2 представлены результаты численного расчета $n_{\text{eff}}(a)$ для канального (а) и полоскового (б) волноводов с толщиной сердцевин $d = 0.22$ мкм. Желтыми линиями показаны характеристики для GaAs/AlGaAs, а красными – AlGaAsOI. Цифрами обозначены точки дисперсионных характеристик, в которых проводился расчет распределения $|E|^2$ в поперечном сечении исследуемых структур, представленный на рис. 3 и 4 для канального и полоскового волноводов, соответственно.

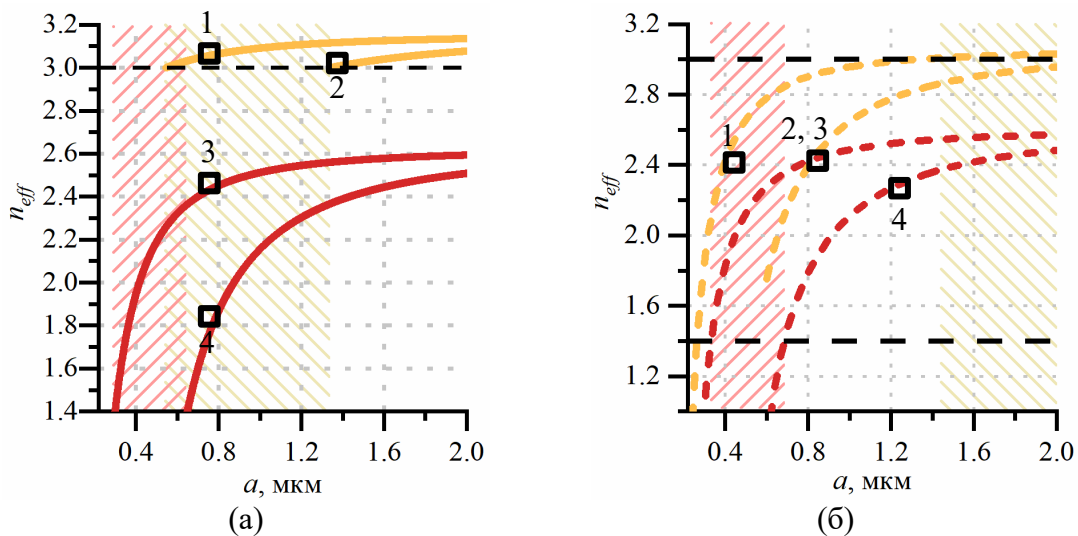


Рисунок 2. Зависимости $n_{\text{eff}}(a)$ для мод основного типа E^x для канального (а) и полоскового (б) волноводов с толщиной сердцевин $d = 0.22$ мкм.

Условиями для распространения оптического излучения по сердцевине волноводов являются $n_{eff} = 3$ и $n_{eff} = 1.44$ для структур из GaAs/AlGaAs и AlGaAsOI, соответственно. Из рис. 2, (а) видно, что диапазон ширины (выделен желтой штриховкой для GaAs/AlGaAs и красной для AlGaAsOI) для реализации одномодового режима работы в канальных волноводах из GaAs/AlGaAs больше, чем в аналогичных структурах из AlGaAs-на-изоляторе. Такое различие связано с величиной контраста показателей преломления Δn : в волноводах из GaAs – $\Delta n = 0.4$, а в волноводах из AlGaAs – $\Delta n = 1.8$. Панели 1 и 3 на рис. 3 иллюстрируют распределение поля распространяющегося по волноводу оптического излучения основной моды E^x , а панели 2 и 4 на рис. 3 – второй моды. Как видно, распространение оптического излучения по структуре с большим контрастом показателей преломления при увеличении ширины микроволновода обеспечивает более быстрое возникновение мод высших порядков. Однако, как видно из панели 4 на рис. 3, поле второй моды в микроволноводе шириной 0.8 мкм значительно выходит за пределы волновода и рассеивается в обкладке, в то время как основная мода локализована в сердцевине (см. панель 3 на рис. 3).

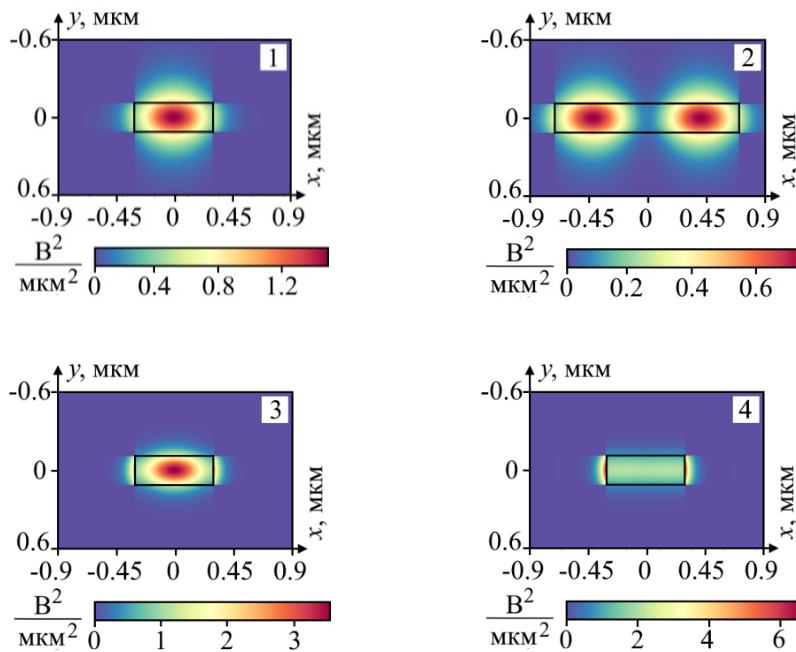


Рисунок 3. Распределения $|E|^2$ в точках 1-4 (см. рис. 1, (а)) для мод основного типа E^x для канального волновода с толщиной сердцевины $d = 0.22$ мкм.

Аналогично на рис. 2, (б) показаны условия одномодового режима для полосковых волноводов. Следует отметить, что при низком контрасте показателей преломления (GaAs/AlGaAs) в волноводах с шириной меньше 1.4 мкм основная и вторая моды втягиваются в подложку (см. панели 1 и 2 на рис. 4). А в случае высокого контраста показателей преломления (AlGaAsOI) моды локализируются в сердцевине при меньших значениях a (см. панели 3 и 4 на рис. 4), что позволяет реализовать одномодовый режим в микроволноводах шириной до 0.7 мкм.

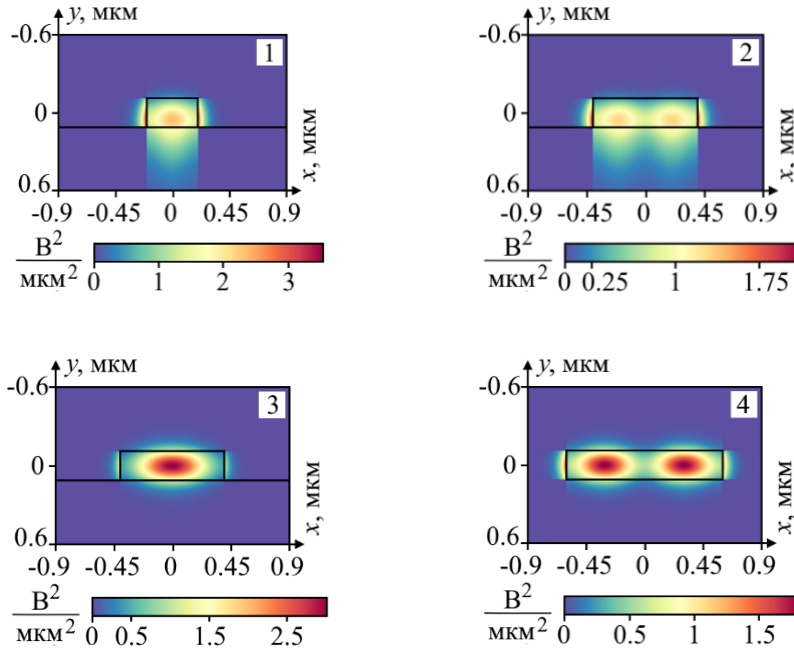


Рисунок 4. Распределения $|E|^2$ в точках 1-4 (см. рис. 1, (б)) для мод основного типа E^x для полоскового волновода с толщиной сердцевины $d = 0.22$ мкм.

На следующем этапе работы было изучено влияние толщины волноводов на одномодовый режим работы для случая GaAs/AlGaAs канального волновода. На рис. 5 представлены результаты моделирования $n_{eff}(a)$ для различных толщин сердцевины. Желтыми и темно-синими линиями показаны результаты для структур с $d = 0.22$ мкм и $d = 0.4$ мкм, соответственно. Штриховками соответствующих цветов показаны диапазоны ширин, в которых реализуется одномодовый режим работы. На панелях 1 – 4 показаны распределения $|E|^2$ для волноводов соответствующих размеров.

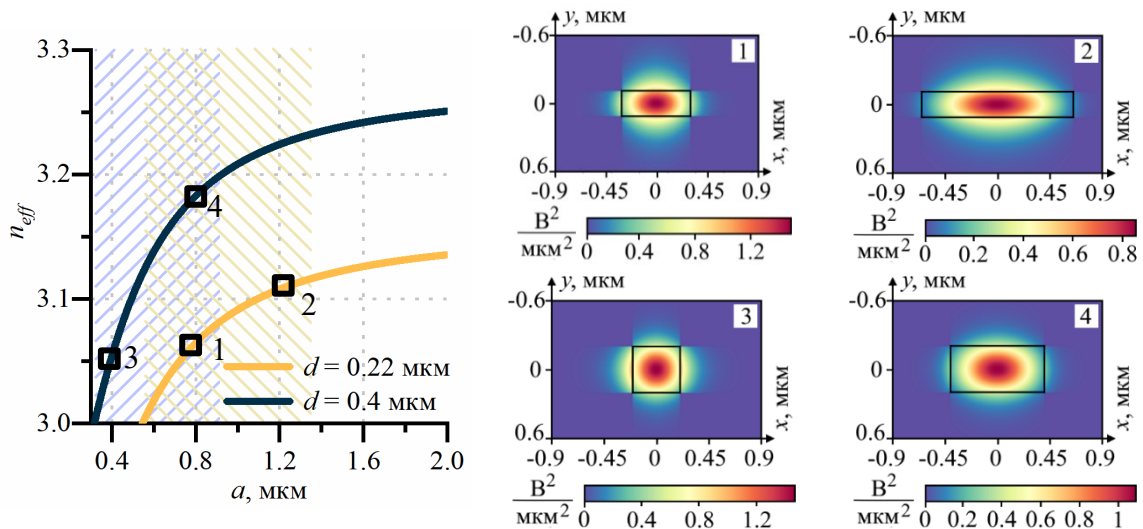


Рисунок 5. Зависимости $n_{eff}(a)$ для мод основного типа E^x для канального волновода из GaAs/AlGaAs с толщинами сердцевины $d = 0.22$ мкм и $d = 0.4$ мкм. На панелях 1-4 представлены распределения $|E|^2$ в указанных на дисперсионной характеристике точках.

Из рисунка видно, что при увеличении толщины канального волновода

распространяющаяся мода возникает при меньших ширинах. При этом, для толщины $d = 0.22$ мкм при малых ширинах поле преимущественно распространяется в оболочке. Увеличение толщины до $d = 0.4$ мкм, приводит к тому, что распространение моды становится локализовано в большей степени в сердцевине структуры. Однако, при этом вторая мода возникает уже при ширине 0.95 мкм, по сравнению с 1.35 мкм для $d = 0.22$ мкм.

3. Расчет потерь оптического излучения

Воспользуемся теорией возмущений и запишем мощность оптического излучения, распространяющегося по структуре, в виде следующей зависимости от продольной координаты z [11]:

$$P(z) = P_0 e^{-2\alpha z}, \quad (3)$$

где α – декремент пространственного затухания. Потерями на единицу длины P_l по определению является частная производная от выражения (3) по z , взятая с отрицательным знаком:

$$P_l(z) = -\frac{\partial P(z)}{\partial z} = 2\alpha P_0 e^{-2\alpha z} = 2\alpha P(z). \quad (4)$$

Тогда определим α из уравнения (4) с учетом того, что на вход волновода подается мощность P_0 :

$$\alpha = \frac{P_l(z)}{2P(z)} = \frac{P_l(z=0)}{2P_0}. \quad (5)$$

Учитывая, что в рассматриваемых волноводах по своим свойствам все области обладают только диэлектрическими потерями, запишем мощность потерь в области с номером j следующим образом [11]:

$$P_l^j = \frac{\omega \varepsilon_j''}{2} \int_{-d/2}^{d/2} \int_{-a/2}^{a/2} \left| (E_x^j)^2 + (E_y^j)^2 + (E_z^j)^2 \right| dx dy. \quad (6)$$

где ω – угловая частота. Тогда декремент пространственного затухания находится в соответствии с выражением (5), при помощи подстановки общих потерь в волноводе $P_l = \sum_j P_l^j$ и мощности P_0 из выражения (1).

Результаты численного расчета зависимости потерь от ширины волноведущей области для исследуемых волноводов различных толщин представлены на рис. 6. Пунктиром показаны зависимости для полосковых волноводов, а сплошными для канальных. На рис.6, (а) показаны зависимости декремента затухания от ширины для технологии AlGaAsOI (линии 1 и 2) и для технологии GaAs/AlGaAs (линии 3 и 4). Рис. 6, (б) иллюстрирует влияние толщины сердцевины GaAs/AlGaAs волновода на декремент затухания в нем. Линии 1 и 2 демонстрируют результаты для $d = 0.22$ мкм, а линии 3 и 4 – для $d = 0.4$ мкм.

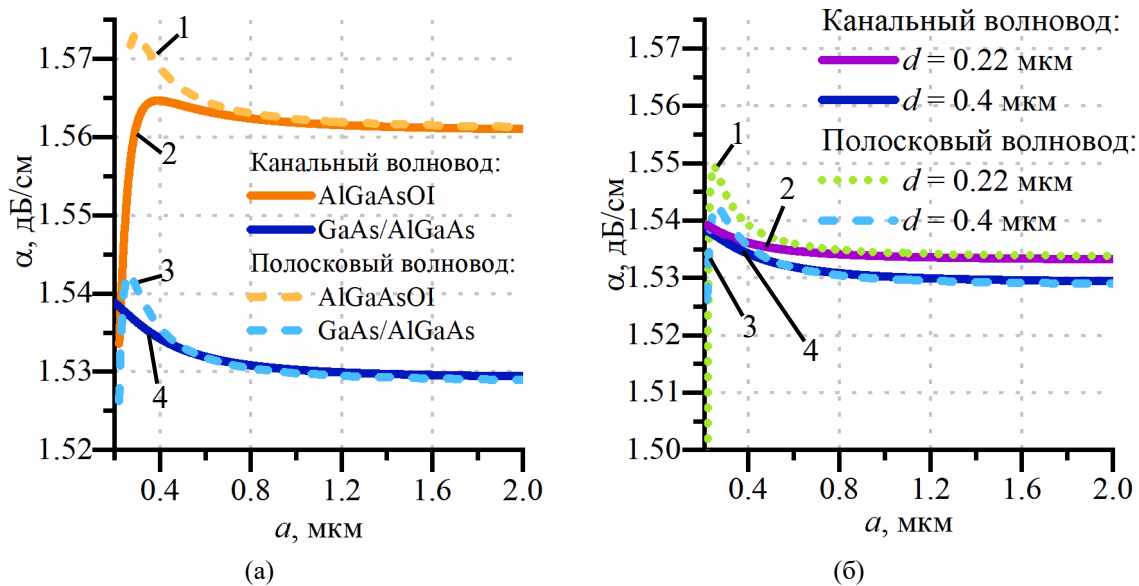


Рисунок 6. Зависимости декремента затухания α от ширины волноведущей области a для мод основного типа E^x для канального и полоскового волноводов из GaAs/AlGaAs и AlGaAs-на-изоляторе с толщиной сердцевины $d = 0.4$ мкм (а), и для волноводов из GaAs/AlGaAs с толщиной $d = 0.22$ мкм, $d = 0.4$ мкм (б).

Из рис. 6, (а) видно, что на начальном участке характеристик наблюдается увеличение потерь. При этом для полосковых волноводов существуют максимумы 1.573 дБ/см и 1.549 дБ/см для волноводов AlGaAsOI и GaAs/AlGaAs, соответственно. Важно отметить, что благодаря высокому контрасту показателей преломления зависимость для канального волновода AlGaAsOI также имеет экстремум. Такая зависимость связана с тем, что при ширинах, сравнимых с толщиной волновода, распространяющаяся по структуре мода занимает пространство как сердцевины, так и окружающей ее обкладки (см. рис. 3, 4, 5). Тогда при фиксированной начальной мощности в 1 мВт из выражения (5) следует, что на декремент затухания оказывают влияние только потери на единицу длины P_l , которые зависят от $|E|^2$ (см. выражение (6)). Проведенные расчеты показали, что при ширинах волноводов до 0.3 мкм поле в основном локализовано в окружающей сердцевину диэлектрике, обладающей по сравнению с сердцевиной меньшей мнимой частью диэлектрической проницаемости ε'' . Напряженность электрического поля внутри сердцевины растет с ростом ее ширины, достигая своего максимума и определяя наибольшее значение потерь. При дальнейшем увеличении ширины волновода несмотря на то, что распространяющаяся в нем мода все больше локализуется в центре сердцевины, напряженность поля снижается, а, значит, уровень потерь в структуре уменьшается и в конечном итоге выходит в насыщение на уровне 1.56 дБ/см и 1.53 дБ/см для волноводов AlGaAsOI и GaAs/AlGaAs, соответственно. Этот уровень потерь определяется материальными параметрами сердцевины волновода и окружающего диэлектрика, а именно мнимой частью диэлектрической проницаемости, которая у GaAs почти в два раза меньше по сравнению с Al_{0.3}Ga_{0.7}As.

Уменьшение толщины волноводов с $d = 0.4$ мкм до $d = 0.22$ мкм приводит к увеличению напряженности поля в сердцевине с одной стороны, но также и к большему выходу поля, распространяющейся моды, за пределы сердцевины в области, расположенные сверху и снизу от нее. Это приводит к совокупному росту потерь, как показано на рис. 6, (б).

4. Заключение

В работе проведен расчет потерь оптического излучения в канальных и полосковых микроволноводах из GaAs/AlGaAs и AlGaAs-на-изоляторе, используемых для создания ФИС. Благодаря численному моделированию дисперсионных характеристик и распределения электромагнитных полей в поперечном сечении определены ширины волноводов, при которых реализуется одномодовый режим. Следуя теории возмущений, получены зависимости декремента затухания от ширины волноведущей области.

Показано, что при малых ширинах как канальных, так и полосковых микроволноводов наблюдается локальный максимум декремента затухания. Это связано с локализацией поля внутри сердцевинки волновода. На возникновение максимума влияет контраст показателей преломления: при малом контрасте в случае структур GaAs/AlGaAs этот максимум возникает для ширины волновода меньшей, чем его толщина. Важно отметить, что при таких геометрических размерах электромагнитное поле моды значительно выходит за пределы волновода, что не позволяет ему сохранить волноведущие свойства. Увеличение толщины волноведущих структур приводит к большей локализации поля внутри сердцевинки волновода, а, следовательно, возможности реализовать одномодовый режим при меньших ширинах. Численное моделирование зависимости декремента затухания от ширины волновода показало, что для полоскового и канального микроволноводов с увеличением ширины потери становятся одинаковыми. При этом уровень потерь в волноводах с шириной более 1.2 мкм определяется материальными параметрами сердцевинки и окружающего диэлектрика, а не геометрическими размерами. За счет того, что у GaAs мнимая часть диэлектрической проницаемости меньше, чем у $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, используемого как сердцевина AlGaAsOI микроволноводов, канальные GaAs/AlGaAs микроволноводы позволяют реализовать одномодовый режим работы с наименьшими потерями на распространение.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (грант номер ФСФЕ – 2022-0017).

Список литературы

1. Oba F., Kumagai Y. Design and exploration of semiconductors from first principles: A review of recent advances // *Applied Physics Express*. – 2018. – Т. 11. – № 6. – С. 060101.
2. Blakemore J. S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide // *Journal of Applied Physics*. – 1982. – V. 53. – № 10. – P. R123-R181.
3. Baboux F., Moody G., Ducci S. Nonlinear integrated quantum photonics with AlGaAs // *Optica*. – 2023. – Т. 10. – № 7. – С. 917-931.
4. Haas J. et al. Mid-infrared GaAs/AlGaAs micro-ring resonators characterized via thermal tuning // *RSC Adv*. – 2019. – V. 9. – № 15. – P. 8594–8599.
5. Бобрецова Ю. К. и др. AlGaAs/GaAs/InGaAs-лазеры со сверхузким волноводом // *Квантовая электроника*. – 2019. – С. 661–665.
6. Mobini E. et al. AlGaAs Nonlinear Integrated Photonics // *Micromachines*. – 2022. – Т. 13. – № 7. – P. 991.
7. Adachi S. Properties of Aluminium Gallium Arsenide // Japan: Gunma University. – 1993. – 233 p.
8. Palik E. D. Handbook of optical constants of solids // San Diego: Academic Press. – 1998. – 834 p.
9. Chang, L. CSOI: Beyond Silicon-on-Insulator Photonics // *Optics & Photonics News*. – 2022. – Т. 33. – № 1. – P. 24.
10. Витько В.В. и др. 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.
11. Pozar D. M. Microwave engineering 4th ed. // John Wiley & sons. – 2011. – 754 p.