

Диссипативные потери среднего инфракрасного излучения в диэлектрическом волноводе

© Н.С. Аверкиев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова[¶], И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 30 июля 2009 г. Принята к печати 20 августа 2009 г.)

В трехслойном планарном диэлектрическом волноводе, совмещенном с гетеролазером, теоретически исследованы диссипативные потери электромагнитного излучения с длинами волн 20–55 мкм. Показано, что зависимость потерь от толщины волноводного слоя имеет различный вид для различных длин волн в диапазоне 20–55 мкм. Наименьшие потери (несколько обратных сантиметров) испытывает излучение с длиной волны $\lambda = 20$ мкм. С увеличением длины волны потери возрастают, и для $\lambda = 40$ мкм достигают значения 150 см^{-1} , которое практически не зависит от толщины волноводного слоя. Для электромагнитного излучения с $\lambda = 50$ и 55 мкм наблюдается резкое (в сотни раз) уменьшение потерь при увеличении толщины волноводного слоя.

Разработка и применение асимметричных гетероструктур на основе полупроводниковых соединений $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ с сверхнизкими внутренними оптическими потерями позволили создать мощные полупроводниковые лазеры с рекордными выходными характеристиками: мощностью 16 Вт и КПД 74% в непрерывном режиме генерации [1]. В импульсном режиме генерации была получена мощность 145 Вт и достигнуты рекордные плотности световой мощности (более 20 МВт/см^2) [2]. Одним из достоинств асимметричной гетероструктуры является также возможность селекции мод высших порядков, что позволяет конструировать лазерные структуры с заданным модовым составом [3]. Асимметричные гетероструктуры, являясь монокристаллами соединений $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, оказываются эффективными нелинейными средами. Поэтому при распространении мощного излучения в лазерной гетероструктуре должны проявляться нелинейные свойства полупроводниковых материалов, приводящие, в частности, к возникновению суммарной и разностной частот лазерного излучения. В работах [3–5] экспериментально и теоретически исследованы лазерные гетероструктуры различного дизайна с целью получения нелинейных преобразований. В работе [4] проанализирована возможность преобразования двух распространяющихся в гетеролазере электромагнитных волн в волну разностной частоты. В работе [5] предложен совмещенный с гетеролазером диэлектрический волновод для среднего и дальнего инфракрасного излучения. Для практической реализации такого диэлектрического волновода, состоящего из слабо легированного слоя полупроводника, окруженного сильно легированными слоями, необходимо знать величину потерь электромагнитного излучения на различных длинах волн. Благодаря сильной частотной зависимости диэлектрической проницаемости в сильно легированных полупроводниках потери длинноволнового излучения в волноводе могут также иметь сильную частотную зависимость.

В данной работе произведены вычисления пространственного распределения электромагнитного поля с учетом диссипативных потерь в диэлектрическом волноводе на основе полупроводниковых гетероструктур. Расчеты проводились для диапазона длин волн 20–55 мкм. Исследовался трехслойный планарный диэлектрический волновод, который состоял из нелегированного слоя GaAs, заключенного между сильно легированными слоями твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ n - и p -типов проводимости. Нахождение стационарных конфигураций поля (мод) планарного четырехслойного диэлектрического волновода было нами проведено в работе [4], где значения диэлектрических проницаемостей считались вещественными. В данной работе диэлектрические проницаемости считаются комплексными величинами. Это значительно усложняет вычисления, однако позволяет определить потери распространяющегося по волноводу излучения.

При проведении расчетов, так же как и в работе [4], считали, что границы гетерослоев совпадают с осью z , а ось x выбрана в направлении, перпендикулярном плоскости гетерослоев. Дисперсионное соотношение для трехслойной структуры в случае электромагнитной волны ТЕ-поляризации, когда отличны от нуля только компоненты E_y , H_x , H_z электрического и магнитного полей, имеет обычный вид [6]:

$$\frac{\chi^2 - \gamma_2\gamma_3}{\chi(\gamma_2 + \gamma_3)} \text{tg}(\chi D) = 1. \quad (1)$$

В уравнении (1) использованы следующие обозначения:

$$\chi^2 = k_0^2 \varepsilon_1 - \beta^2, \quad \gamma_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2, \quad \gamma_3^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_3, \\ \varepsilon_1 = \varepsilon_1' + i\varepsilon_1'', \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2'', \quad \varepsilon_3 = \varepsilon_3' + i\varepsilon_3'', \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2)$$

где λ — длина волны в вакууме; β — z -компонента волнового вектора электромагнитного поля; ε_1 — диэлектрическая проницаемость волноводного слоя; ε_2 , ε_3 —

[¶] E-mail: Zina.Sokolova@mail.ioffe.ru

диэлектрические проницаемости слоев, окружающих волноводный слой; D — толщина волноводного слоя.

Выделив в уравнении (1) вещественную и мнимую части, мы получили систему двух уравнений для $\text{Re}(\beta)$ — постоянной распространения электромагнитной волны в направлении оси z и для $\text{Im}(\beta)$ — коэффициента затухания этой волны. Далее величины $\text{Re}(\beta)$ и $\text{Im}(\beta)$ были определены численно для различных толщин диэлектрического волновода в диапазоне длин волн 20–55 мкм. В проделанных расчетах учитывалась сильная частотная зависимость диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$, характерная для этого частотного диапазона [7]. При расчете $\varepsilon(\omega)$ использовалось приведенное в [7] выражение для диэлектрической проницаемости полупроводников вблизи области остаточных лучей с учетом плазменных колебаний (объемных плазмонов):

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\omega_{\text{TO}}^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 + i\gamma_p\omega} - \frac{\omega_p^2\varepsilon_\infty}{\omega(\omega + i\gamma_0)}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_0, \varepsilon_\infty$ — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости; ω_{TO} — частота поперечных оптических фононов; γ_0 — частота столкновений носителей заряда с нерегулярностями решетки или с примесями; γ_p — частотное „уширение“ оптических фононов (в работе [7] приведено полученное из экспериментальных данных значение $\hbar\gamma_p = 0.25$ мэВ, которое и принималось при расчетах); ω_p — частота плазменных колебаний носителей тока, равная

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{\varepsilon_\infty m}, \quad (4)$$

где e — заряд электрона, N и m — концентрация и эффективная масса электронов (дырок) в полупроводнике.

В работе [5] нами была проанализирована возможность возникновения поверхностных плазменных колебаний на границе двух сред, одна из которых имеет высокую степень легирования. Частота таких поверхностных плазменных колебаний составляет

$$\omega_{\text{ps}}^2 = \frac{4\pi Ne^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)m}, \quad (5)$$

где ε_1 и ε_2 — высокочастотные диэлектрические проницаемости граничных слоев, N и m — концентрация и эффективная масса электронов (дырок) в сильно легированном полупроводнике. Поверхностные плазменные колебания (поверхностные плазмоны) также вносят вклад в диэлектрическую проницаемость, и в выражении (3) появляется еще одно слагаемое:

$$\varepsilon_{\text{ms}}(\omega) = \frac{-\omega_{\text{ps}}^2\varepsilon_\infty}{\omega(\omega + i\gamma_{\text{os}})}, \quad (6)$$

где γ_{os} — частотное „уширение“ поверхностных плазменных колебаний. Для исследуемых структур величина γ_{os} неизвестна. В расчетах принималось значение $\gamma_{\text{os}} = \gamma_0/10$.

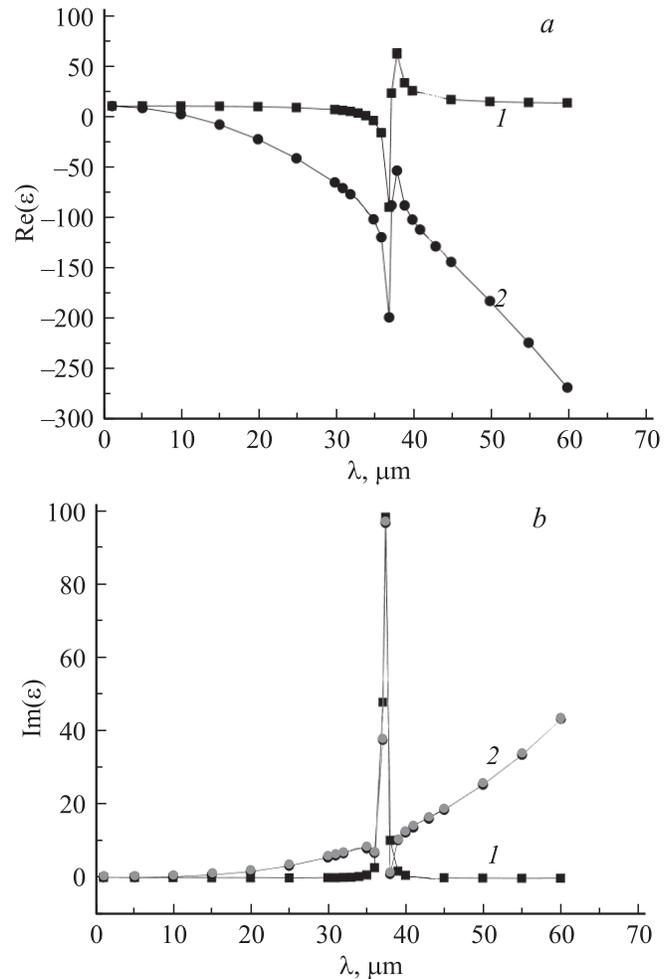


Рис. 1. Зависимости вещественной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической проницаемости от длины волны в нелегированном и сильно легированном n -GaAs с концентрацией электронов $n, \text{см}^{-3}$: 1 — 10^{16} , 2 — $4 \cdot 10^{18}$.

Из выражений (3)–(6) были найдены частотные зависимости вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости в нелегированном и сильно легированном n -GaAs, приведенные на рис. 1, а, б. Для получения этих зависимостей необходимо задать величину частоты столкновений γ_0 , которая, в частности, может быть определена через значение подвижности (μ) и эффективной массы (m) носителей заряда в конкретном полупроводниковом материале:

$$\gamma_0 = \tau^{-1} = \frac{e}{\mu m}, \quad (7)$$

где τ — время рассеяния импульса носителей заряда.

При расчете $\text{Re}(\varepsilon)$ и $\text{Im}(\varepsilon)$ подвижность электронов в нелегированном GaAs ($n = 10^{16} \text{см}^{-3}$) считалась равной $9200 \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, а $\gamma_0 = 2.86 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$. В GaAs с $n = 4 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ бралось значение $\mu_e = 3811 \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и $\gamma_0 = 6.9 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$ [8].

Из рис. 1, а следует, что в сильно легированном GaAs ($n = 4 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$) $\text{Re}(\varepsilon)$ отрицательна в диапа-

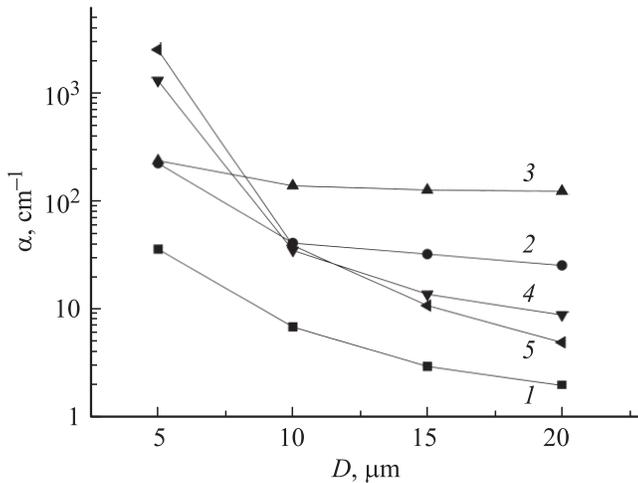


Рис. 2. Зависимости потерь электромагнитной волны от толщины волноводного слоя в диэлектрическом волноводе для разных длин волн λ , мкм: 1 — 20, 2 — 30, 3 — 40, 4 — 50, 5 — 55.

зоне длин волн 15–60 мкм. В нелегированном GaAs ($n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$) $\text{Re}(\epsilon)$ отрицательна только в области остаточных лучей, где $\text{Im}(\epsilon)$, пропорциональная потерям излучения в полупроводнике, сильно возрастает как в нелегированном, так и в сильно легированном полупроводнике (рис. 1, b). Возрастание $\text{Im}(\epsilon)$ в сильно легированном материале в области больших длин волн связано с уменьшением подвижности носителей заряда при большой концентрации легирующей примеси и, следовательно, с увеличением частоты столкновений носителей заряда γ_0 .

Из дисперсионного соотношения (1), соотношений (2) и рис. 1, a, b были получены зависимости коэффициента потерь $\alpha = \text{Im}(\beta)$ электромагнитной волны, распространяющейся в диэлектрическом волноводе, от толщины волноводного слоя D . Эти зависимости приведены на рис. 2. Расчеты проведены для структуры, состоящей из нелегированного волноводного слоя GaAs с концентрацией $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью носителей $\mu_e = 9200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Волноводный слой толщиной D окружен сильно легированными слоями p-GaAs ($p = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 160 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$) и n-GaAs ($n = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu_e = 3811 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$). Из рис. 2 следует, что в рассматриваемом волноводе, независимо от его толщины, наименьший коэффициент затухания, т.е. наименьшие потери (α), имеет излучение с длиной волны $\lambda = 20$ мкм. С увеличением длины волны потери увеличиваются и для толщины волноводного слоя $D \geq 10$ мкм достигают максимального значения при $\lambda = 40$ мкм. На этой длине волны потери практически не изменяются с увеличением толщины волноводного слоя, в то время как для $\lambda = 50$ и 55 мкм наблюдается резкое (в сотни раз) уменьшение потерь электромагнитного излучения при увеличении толщины волноводного слоя.

Далее было исследовано затухание электромагнитного излучения с длиной волны 40 мкм в диэлектрическом

волноводе при различных концентрациях и подвижностях носителей заряда в сильно легированных областях p- и n-GaAs. Проведенные расчеты показали, что для $\lambda = 40$ мкм при толщине волноводного слоя $D \geq 10$ мкм затухание $\alpha \approx 150 \text{ см}^{-1}$ и очень слабо зависит от типа, концентрации и подвижности носителей заряда в сильно легированных областях. Для $\lambda = 40$ мкм при толщине волноводного слоя $D = 5$ мкм наименьшие потери $\alpha \approx 200 \text{ см}^{-1}$ получены для случая сильно легированных областей n-GaAs с подвижностью $\mu_e = 3000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Таким образом, проведены расчеты потерь электромагнитного излучения с длинами волн 20–55 мкм, распространяющегося в трехслойном планарном диэлектрическом волноводе на основе GaAs-гетероструктур. Расчеты показали, что потери длинноволнового излучения имеют сильную частотную зависимость, поэтому зависимость потерь от толщины волноводного слоя имеет различный вид для излучения с различными длинами волн из диапазона 20–55 мкм. Получено, что потери могут отличаться в сотни раз при изменении как длины волны, так и толщины волноводного слоя. При толщине волноводного слоя больше 10 мкм сильнее всего поглощается излучение с $\lambda = 40$ мкм. Наименьшие потери при всех рассмотренных толщинах должно иметь излучение с $\lambda = 20$ мкм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00714-а).

Список литературы

- [1] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **40** (22), 1413 (2004).
- [2] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщёв, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. *ФТП*, **40**, 1017 (2006).
- [3] С.О. Слипченко, А.Д. Бондарев, Д.А. Винокуров, Д.Н. Николаев, Н.В. Фетисова, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов. *ФТП*, **43**, 119 (2009).
- [4] Н.С. Аверкиев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов. *ФТП*, **41**, 372 (2007).
- [5] Н.С. Аверкиев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **43**, 1073 (2009).
- [6] Д. Маркузе. *Оптические волноводы* (М., Мир, 1974).
- [7] J.S. Blakemore. *J. Appl. Phys.*, **53** (10), R123 (1982).
- [8] D.L. Rode. *Semiconductors and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson, A.C. Beer (N.Y., Academic Press, 1975) v. 10, p. 1.

Редактор Т.А. Полянская

Dissipation loss of middle infrared radiation in dielectric waveguide

*N.S. Averkiev, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova,
I.S. Tarasov*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Dissipation loss of electromagnetic waves with lengths of 20–55 μm has been investigated in three-layered planar dielectric waveguide integrated with a heterolaser. Our calculations represented a huge difference in the dissipation loss dependence on a width of waveguide layer for different radiation wavelengths. Radiation with $\lambda = 20 \mu\text{m}$ wavelength has the least loss (several inverse centimeters). Loss rises with wavelength increase; for $\lambda = 40 \mu\text{m}$ loss is 150 cm^{-1} and it is practically independent of the width of waveguide layer. Sharp decrease of loss (in hundreds times) is observed at waveguide layer enlargement for radiation with $\lambda = 50$ and $55 \mu\text{m}$.