

Спектры модовых потерь в ТГц квантово-каскадных лазерах с двойным металлическим волноводом на основе Au и Ag

Д.В.Ушаков, А.А.Афоненко, А.А.Дубинов, В.И.Гавриленко,
И.С.Васильевский, Н.В.Щаврук, Д.С.Пономарев, Р.А.Хабибуллин

На основе измерений удельного сопротивления металлов для различных температур рассчитаны спектры коэффициента волноводных потерь ТГц излучения квантово-каскадного лазера с двойным металлическим волноводом (ДМВ) на основе Au и Ag. Показано, что с учетом поглощения ТГц излучения свободными носителями и оптическими фонами спектр суммарных модовых потерь имеет широкий минимум в области 3–6 ТГц, который смещается в высокочастотную область спектра с ростом температуры. Минимальные потери в волноводе на основе Au с повышением температуры от 100 до 300 К увеличиваются с 8 до 27 см⁻¹. Использование ДМВ на основе Ag позволяет уменьшить потери на 2–4 см⁻¹ по сравнению с ДМВ на основе золота.

Ключевые слова: двойной металлический волновод, коэффициент потерь, квантово-каскадные лазеры, терагерцевый диапазон.

1. Введение

Наиболее эффективно в ТГц области спектра показала себя конструкция квантово-каскадного лазера (ККЛ) с двойным металлическим волноводом (ДМВ), в котором активная область помещена между двумя металлическими слоями [1]. В таких волноводах фактор оптического ограничения $\Gamma \sim 1$, что значительно выше, чем в плазмонных волноводах ($\Gamma \sim 0.3$), эффективно работающих для ККЛ среднего ИК диапазона. Однако ККЛ с ДМВ сложны в изготовлении [2] и требуют предварительных теоретических и экспериментальных исследований поведения диэлектрической проницаемости и коэффициента потерь как металлов, так и полупроводников в ТГц области спектра [3].

Для разработки более эффективных рабочих схем ККЛ, а также более продуманного дизайна волновода ТГц излучения необходима информация о потерях в ТГц ККЛ в широком диапазоне температур и частот [4]. К примеру, использование Cu в качестве обкладок ДМВ

позволило снизить потери и увеличить максимальную рабочую температуру ТГц ККЛ в импульсном режиме примерно до 200 К [5]. Кроме того, было показано, что потери в таких ККЛ играют важную роль при внутренней перестройке частоты излучения [6].

Цель настоящей работы – исследование спектров модовых потерь в ТГц квантово-каскадном лазере с ДМВ на основе золота и серебра. Особый интерес представляют ТГц лазеры с ДМВ на основе Ag, поскольку данный металл имеет большее значение электрической и тепловой проводимости по сравнению с Au и Cu, что должно приводить к меньшим потерям в волноводе на его основе. Кроме того, использование Ag в качестве одной обкладки волновода было успешно продемонстрировано для ИК ККЛ [7] и ТГц ККЛ [3].

2. Диэлектрическая проницаемость обкладок ДМВ

Диэлектрическая проницаемость металла в ТГц области спектра обычно описывается согласно модели Друде:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_d)}, \quad (1)$$

где

$$\omega_p = \left(\frac{ne^2}{m\varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2)$$

– плазменная частота; n – концентрация свободных электронов; e – заряд электрона; m – эффективная масса электрона; ε_0 – диэлектрическая постоянная в вакууме; γ_d – параметр затухания. Рассчитанные значения $\hbar\omega_p$ составили 9.02 эВ для Au и 8.98 эВ для Ag, что хорошо согласуется с данными [8]. Приведенные в литературе данные по параметру γ_d сильно варьируются [8–11] и зависят от области исследуемых частот и температуры нанесения металлических пленок. Величина γ_d прямо пропорциональна удельному сопротивлению ρ :

Д.В.Ушаков, А.А.Афоненко. Белорусский государственный университет, Беларусь, 220030 Минск, просп. Независимости, 4; e-mail: UshakovDV@bsu.by

А.А.Дубинов. Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра «Институт прикладной физики» РАН», Россия, Нижегородская обл., 603087 Кстовский район, д. Афонино, Академическая ул., 7; Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23

В.И.Гавриленко. Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра «Институт прикладной физики» РАН», Россия, Нижегородская обл., 603087 Кстовский район, д. Афонино, Академическая ул., 7

И.С.Васильевский. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31
Н.В.Щаврук, Д.С.Пономарев, Р.А.Хабибуллин. Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г.Мокерова РАН, Россия, 117105 Москва, Нагорный пр., 7, стр. 5

Поступила в редакцию 30 августа 2018 г.

$$\gamma_d = ne\mu/m. \tag{3}$$

Таким образом, для определения γ_d необходимо провести эксперименты по измерению удельного сопротивления металлических обкладок в зависимости от температуры [9, 10]. С этой целью было проведено напыление слоев Ti/Au (30/1000 нм) и Ti/Ag (30/1000 нм) на полуизолирующую подложку GaAs резистивным методом в вакуумной камере с технологическими режимами, которые используются для изготовления ТГц ККЛ [2, 12]. Полученные образцы раскалывались по кристаллографическим осям на кусочки квадратной формы с размерами $\sim 1 \times 1$ см, у которых методом Ван дер Пау измерялось удельное сопротивление ($\rho = 1/\sigma$) в диапазоне температур 4.2–300 К.

На рис.1 представлена экспериментальная зависимость удельного сопротивления ρ от температуры T для пленок Au и Ag. При $T = 300$ К удельное сопротивление Ag (2.18 мкОм·см) в 1.5 раза меньше удельного сопротивления Au (3.25 мкОм·см). Измеренные значения ρ для пленок Au и Ag превышают значения, полученные для объемных образцов данных металлов, что связано с увеличенным вкладом рассеяния на поверхности [13].

Полученные температурные зависимости удельного сопротивления позволяют определить температуру Дебая T_D с помощью формулы Грюнайзена [9]:

$$\rho(T) = \rho_0 + \frac{\rho_1}{\tilde{T}^5} \int_0^{\tilde{T}} \frac{x^5 dx}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})}, \tag{4}$$

где ρ_0, ρ_1 – остаточное и характеристическое удельные сопротивления; $\tilde{T} = T_D/T$ – приведенная температура. Из рис.1 видно, что получена хорошая корреляция экспериментальных и теоретических кривых при $T_D = 160.0$ К для Au и 220.6 К для Ag. Найденные значения T_D хорошо согласуются с литературными данными для объемных металлов: 178 и 221 К для Au и Ag соответственно [14].

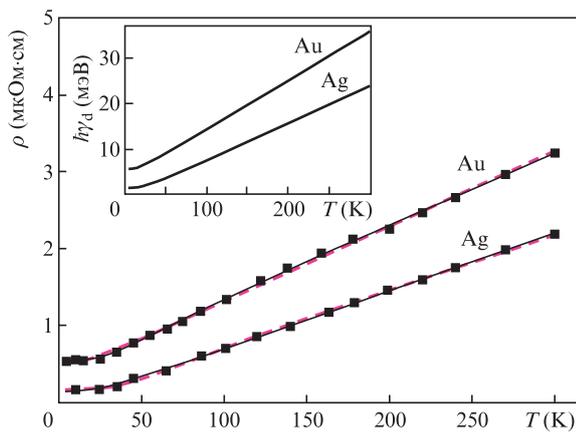


Рис.1. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ для пленок Au и Ag (точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – расчет по формуле Грюнайзена (4), штриховые – расчет на основе упрощенной формулы (5)). На вставке приведены температурные зависимости энергии затухания $\hbar\gamma_d$ для пленок Au и Ag.

Учитывая доминирующую роль фононного механизма рассеяния, температурную зависимость удельного сопротивления можно описать упрощенной формулой

$$\rho(T) = \rho_0 + \frac{\rho_1}{e^{T_{ch}/T} - 1}, \tag{5}$$

где T_{ch} – характеристическая температура. Расчет по формуле (5) также дает хорошее согласие с экспериментальными данными (см. рис.1). Учитывая линейную связь между удельным сопротивлением и энергией затухания, из формулы (3) получаем

$$\gamma_d(T) = \frac{ne^2}{m} \rho(T) = \gamma_{d0} + \frac{\gamma_{d1}}{e^{T_{ch}/T} - 1}, \tag{6}$$

где γ_{d0} и γ_{d1} – остаточный и характеристический параметры затухания соответственно.

Параметры аппроксимации в формулах (5), (6) были найдены на основе минимизации среднеквадратичной ошибки и представлены в табл.1. Расчеты по формуле (6) (см. вставку на рис.1) показывают, что для Au энергия затухания $\hbar\gamma_d$ составляет 14.3 мэВ при $T = 100$ К и 25 мэВ при $T = 200$ К и растет практически линейно с увеличением температуры с коэффициентом $\hbar\gamma_{d1}/T_{ch} = 0.107$ мэВ/К. Для Ag энергия затухания $\hbar\gamma_d = 7.5$ мэВ при $T = 100$ К и 15.7 мэВ при $T = 200$ К и растет с температурой с наклоном $\hbar\gamma_{d1}/T_{ch} = 0.080$ мэВ/К.

3. Коэффициент потерь на обкладках ДМВ

Результаты расчета коэффициента потерь на обкладках Au и Ag (α_{met}) на основе формул (1), (5) и (6) представлены на рис.2. Видно, что коэффициент потерь увеличивается с ростом частоты и температуры. Так, на частоте 3 ТГц при температурах 50, 100, 150, 200, 250 и 300 К коэффициент α_{met} на Au-обкладках ДМВ равен соответственно 3.3, 4.9, 6.3, 7.6, 8.7 и 9.8 см⁻¹, а на Ag-обкладках ДМВ на той же частоте и при тех же температурах он со-

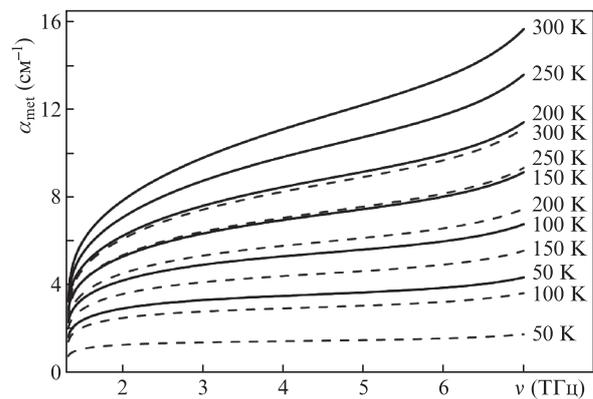


Рис.2. Зависимости коэффициента потерь на обкладках ДМВ на основе Au (сплошные кривые) и Ag (штриховые кривые) от частоты ν при температурах от 50 до 300 К.

Табл.1. Значения параметров для расчета диэлектрической проницаемости и удельного сопротивления пленок Au и Ag.

Металл	n (см ⁻³)	$\hbar\omega_p$ (эВ)	ρ_0 (мкОм·см)	ρ_1 (мкОм·см)	$\hbar\gamma_{d0}$ (мэВ)	$\hbar\gamma_{d1}$ (мэВ)	T_{ch} (К)
Au	5.9×10^{22}	9.02	0.51	0.40	5.6	4.3	40.2
Ag	5.85×10^{22}	8.98	0.14	0.48	1.5	5.2	62.3

ставляет 1.4, 2.7, 4.1, 5.3, 6.4 и 7.4 см⁻¹ соответственно. Из рис.2 следует, что потери на Ag-обкладках ДМВ при 250 К находятся на одном уровне с потерями на Au-обкладках при 150 К для всего исследуемого диапазона частот. Таким образом, использование Ag для обкладок ДМВ позволяет уменьшить значение α_{met} более чем на 2 см⁻¹ и увеличить максимальную рабочую температуру ТГц ККЛ по сравнению с лазером на основе ДМВ с Au-обкладками.

4. Коэффициент суммарных потерь в ТГц ККЛ с ДМВ

Коэффициент суммарных потерь, включающих потери на обкладках ДМВ, зеркалах резонатора, при поглощении оптическими фонами и свободными носителями заряда, рассчитывался для волновода толщиной 10 мкм. При расчетах учитывалась активная область ККЛ из 228 каскадов на основе резонансно-фононного дизайна [15, 16]. Один каскад представлял собой последовательность из трех квантовых ям GaAs, разделенных барьерными слоями Al_{0.15}Ga_{0.85}As [17, 18]. Активная область ККЛ заключена между контактными слоями n⁺-GaAs толщиной 50 нм с концентрацией легирующей примеси 5×10^{18} см⁻³.

Расчеты волноводных характеристик проведены для ТМ моды с использованием численного решения волнового уравнения для ненулевой компоненты вектора магнитного поля H_y с учетом связи с компонентами E_x и E_z электрического поля:

$$\varepsilon(x) \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\varepsilon(x)} \frac{\partial H_y}{\partial x} + \left[\varepsilon(x) \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right] H_y = 0, \quad (7)$$

$$E_x = \frac{\beta}{\varepsilon_0 \varepsilon(x) \omega} H_y, \quad E_z = \frac{i}{\varepsilon_0 \varepsilon(x) \omega} \frac{\partial H_y}{\partial x}.$$

На границе слоев выполняются условия непрерывности тангенциальных составляющих H_y и E_x .

Выражение для диэлектрической проницаемости полупроводника, содержащее фоновую составляющую и слагаемое, обусловленное поглощением света свободными носителями, можно представить в виде [19]

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \frac{(\varepsilon_{\text{low}} - \varepsilon_{\infty}) \omega_{\text{TO}}^2}{\omega(\omega + i\gamma_d^{\text{TO}}) - \omega_{\text{TO}}^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_d^{\text{GaAs}})}. \quad (8)$$

Для проведения численных расчетов значения фоновой (ε_b), низкочастотной (ε_{low}) и высокочастотной (ε_{∞}) составляющих диэлектрической проницаемости, параметров затухания на оптических фонах (γ_d^{TO}) и поглощения свободными носителями (γ_d^{GaAs}) взяты из [19, 20]. Температурная зависимость энергии затухания полупроводниковых слоев рассчитывалась согласно формуле

$$\gamma_d^{\text{GaAs}}(T) = \frac{e}{m_c \mu(T)}, \quad (9)$$

где m_c – эффективная масса электронов в зоне проводимости полупроводниковых слоев; $\mu(T)$ – зависящая от температуры подвижность электронов. Зависимость подвижности от температуры и концентрации примесей для слоев GaAs/Al_xGa_{1-x}As определялась на основе экспериментальных данных по интерполяционным формулам из работы [22].

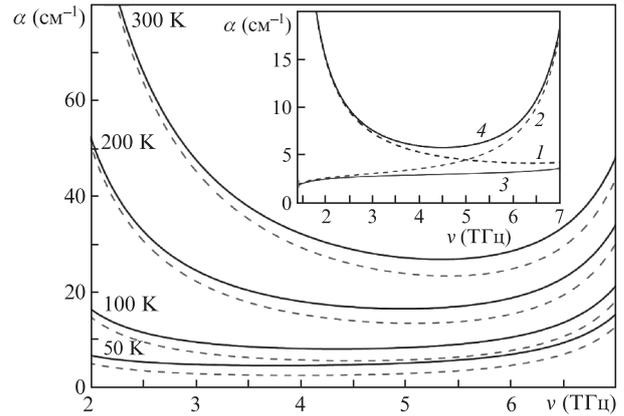


Рис.3. ТГц спектры коэффициента потерь в ККЛ с ДМВ на основе Au (сплошные кривые) и Ag (штриховые кривые) при разных температурах. На вставке показаны составляющие коэффициента потерь в ККЛ с ДМВ на основе Ag при $T = 100$ К, обусловленные поглощением света свободными носителями (1), поглощением на оптических фонах (2) и на металлических обкладках (3), а также результирующий коэффициент потерь (4).

Дополнительно к волноводным потерям моды учитывались потери при отражении на зеркалах. Из-за большой длины волны излучения ККЛ (~ 100 мкм) по сравнению с толщиной волновода (~ 10 мкм) вывод излучения затруднен, и коэффициент отражения близок к 1. Для резонатора длиной 1 мм и коэффициента отражения $R = 0.9$ потери составили 1 см⁻¹.

Как показывают численные расчеты (рис.3), коэффициент потерь α в зависимости от частоты ведет себя немонотонно. В области низких частот ($\nu < 3$ ТГц) рост потерь обусловлен поглощением света свободными носителями, а в области $\nu > 6$ ТГц – резонансным поглощением на ТО-фонах: $\hbar\omega_{\text{TO}} = 33.5$ мэВ. Как видно из рис.3, коэффициент потерь α увеличивается с ростом температуры. Кроме того, рост температуры приводит к резкому увеличению α в областях низких и высоких частот. При этом спектр результирующей потерь имеет широкий минимум в диапазоне 3 – 6 ТГц.

В табл.2 приведены минимальные значения α и соответствующие им частоты для ТГц ККЛ с ДМВ на основе Au и Ag для различных температур. Увеличение температуры от 50 до 300 К приводит к росту минимума потерь с 4.8 до 27.0 см⁻¹ для Au-обкладок и с 2.7 до 23.4 см⁻¹ для Ag-обкладок. При этом вклад поглощения, вносимого ДМВ, изменяется с 73% до 48% в случае Au-обкладок и с 52% до 39% для Ag-обкладок. Из приведенных данных следует, что использование ДМВ на основе Ag позволяет уменьшить потери α на 2.1, 2.4, 3.0 и 3.6 см⁻¹ при $T = 50, 100, 200$ и 300 К соответственно по сравнению с ДМВ на основе Au.

Стоит отметить, что при увеличении температуры от 50 до 300 К минимум α смещается в высокочастотную об-

Табл.2. Положение минимума потерь α на ТГц спектре в ККЛ с ДМВ на основе Au и Ag при различных температурах.

Au			Ag		
T (K)	ν (ТГц)	α (см ⁻¹)	T (K)	ν (ТГц)	α (см ⁻¹)
50	3.8	4.8	50	4.0	2.7
100	4.3	8.2	100	4.5	5.8
200	5.0	16.6	200	5.1	13.6
300	5.3	27.0	300	5.4	23.4

ласть: с 3.8 до 5.3 ТГц для ДМВ на основе Au и с 4.0 до 5.4 ТГц для ДМВ на основе Ag. Таким образом, использование Ag в качестве обкладок ДМВ позволяет улучшить производительность и температурные характеристики ТГц ККЛ, излучающих на частоте более 4 ТГц.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 17-02-00070 А и 18-52-00011_Бел) и БРФФИ (грант № Ф18Р-107). Экспериментальная часть работы по изготовлению образцов и измерению удельных сопротивлений металлических пленок выполнена Н.В.Щавруком, Д.С.Пономаревым и А.А.Дубиновым при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-19-00493).

- Unterrainer K., Colombelli R., Gmachl C., Capasso F., Hwang H.Y., Sergeant A.M., Sivco D.L., Cho A.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3060 (2002).
- Хабибуллин Р.А., Щаврук Н.В., Павлов А.Ю., Пономарев Д.С., Томош К.Н., Галиев Р.Р., Мальцев П.П., Жуков А.Е., Цырлин Г.Э., Зубов Ф.И., Алфёров Ж.И. *ФТП*, **50**, 1395 (2016).
- Han Y.J., Li L.H., Zhu J., Valavanis A., Freeman J.R., Chen L., Rosamond M., Dean P., Davies A.G., Linfield E.H. *Opt. Express*, **26**, 3814 (2018).
- Martl M., Darmo J., Deutsch C., Brandstetter M., Andrews A.M., Klang P., Strasser G., Unterrainer K. *Opt. Express*, **19**, 733 (2011).
- Fatholouloumi S., Dupont E., Chan C.W.I., Wasilewski Z.R., Laframboise S.R., Ban D., Matyas A., Jirauschek C., Hu Q., Liu H.C. *Opt. Express*, **20**, 3866 (2012).
- Schrottke L., Lu X., Roben B., Biermann K., Wienold M., Richter H., Hubers H.W., Grahn H.T. *J. Appl. Phys.*, **123**, 213102 (2018).
- Bahriz M., Moreau V., Palomo J., Colombelli R., Austin D.A., Cockburn J.W., Wilson L.R., Krysa A.B., Roberts J.S. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 181103 (2006).
- Ordal M.A., Long L.L., Bell R.J., Bell S.E., Bell R.R., Alexander R.W., Ward C.A. *Appl. Opt.*, **22**, 1099 (1983).
- Johnson P.B., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).
- Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W., Long L.L., Querry M.R. *Appl. Opt.*, **24**, 4493 (1985).
- Babar S., Weaver J.H. *Appl. Opt.*, **54**, 477 (2015).
- Иконников А.В., Маремьянин К.В., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Павлов А.Ю., Щаврук Н.В., Хабибуллин Р.А., Резник Р.Р., Цырлин Г.Э., Зубов Ф.И., Жуков А.Е., Алфёров Ж.И. *Письма в ЖТФ*, **43**, 86 (2017).
- Cheng Z., Liu L., Xu S., Lu M., Wang X. *Sci. Rep.*, **5**, 10718 (2015).
- Ho C.Y., Powell R.W., Liley P.E. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **3**, 1 (1974).
- Хабибуллин Р.А., Щаврук Н.В., Пономарев Д.С., Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Васильевский И.С., Зайцев А.А., Данилов А.И., Волков О.Ю., Павловский В.В. и др. *ФТП*, **52**, 1268 (2018).
- Волков О.Ю., Дюжиков И.Н., Логунов М.В., Никитов С.А., Павловский В.В., Щаврук Н.В., Павлов А.Ю., Хабибуллин Р.А. *Радиотехника и электроника*, **63**, 981 (2018).
- Хабибуллин Р.А., Щаврук Н.В., Клочков А.Н., Глинский И.А., Зенченко Н.В., Пономарев Д.С., Мальцев П.П., Зайцев А.А., Жуков А.Е., Цырлин Г.Э., Алфёров Ж.И. *ФТП*, **51**, 540 (2017).
- Reznik R.R., Kryzhanovskaya N.V., Zubov F.I., Zhukov A.E., Khabibullin R.A., Morozov S.V., Cirilin G.E. *J. Phys.: Conf. Series*, **917**, 052012 (2017).
- Moore W.J., Holm R.T. *J. Appl. Phys.*, **80**, 6939 (1996).
- Blakemore J.S. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).
- Chin V.W.L., Osotchan T., Vaughan M.R., Tansley T.L., Griffiths G.J., Kachwalla Z. *J. Electron. Mater.*, **22**, 1317 (1993).