УДК 621.372

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМОННОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ВОЛНОВОДА, ОБРАЗОВАННОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ГРЕБНЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА

Ю.О. АВЕТИСЯН, А.С. АКОПЯН, В.Р. ТАТЕВОСЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 2 февраля 2011 г.)

С помощью метода эффективного показателя преломления (ЭПП) исследованы характеристики плазмонного терагерцового волновода, образованного кварцевым гребнем над поверхностью антимонида индия. При различных размерах кварцевого гребня для фундаментальной моды TM_{00} рассчитаны эффективный показатель преломления, длина распространения, распределение поля и условие одномодового распространения. Показано, что в отличие от обычных плазмонных волноводов, можно одновременно обеспечить высокую степень локализации поля и большую длину распространения путем оптимального выбора размеров гребня. Сравнение распределений поля, рассчитанных методом ЭПП и на основе компьютерной программы COMSOL Multiphysics, указывает на хорошее согласие, особенно при не слишком малых размерах гребня.

1. Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон электромагнитных волн (охватывающий частоты f = 1-10 ТГц) представляет большой интерес как для фундаментальной физики, так и для многих практических применений [1]. В последние годы, в связи с необходимостью создания компактных устройств ТГц диапазона, резко возрос интерес к волноводам, удерживающим электромагнитное поле в размерах меньших, чем длина волны [2-5]. В оптическом диапазоне поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) показали отличные возможности для достижения субволновой концентрации электромагнитной волны на границе раздела металл–диэлектрик [6]. Однако, сильное уменьшение протяженности ППП в диэлектрике (необходимое для субволновой концентрации поля) приводит к росту проникновения поля в металл и, следовательно, сопровождается ростом поглощения волны. Недавно было показано [7], что плазмонный гребневый волновод, образованный диэлектрическим гребнем над поверхностью металла, обеспечивает хороший компромисс между сильным двухразмерным сжатием поля и низкими потерями распространения в волноводе.

Целью настоящей работы является исследование плазмонного гребневого волновода в ТГц диапазоне. Отметим, что идея применения ППП над металлической поверхностью не может быть непосредственно перенесена с оптического диапазона в ТГц область частот. Коллективные колебания электронов

(плазмон) могут эффективно возбуждаться только на частотах, близких к плазменной частоте ω_p , которая, как известно, в большинстве металлов лежит в ультрафиолетовом диапазоне спектра. Поэтому для возбуждения ППП в ТГц диапазоне необходимы материалы со сравнительно низкой плазменной частотой. Среди различных подходов [8.9] наиболее привлекательным является использование полупроводников, в которых из-за низкой концентрации электронов проводимости частота ω_n лежит в ТГц диапазоне. Отличительной особенностью полупроводников является возможность управления плазмонной частотой ω_{n} (путем изменения температуры или фотооблучением), что полезно для многих практических применений.

Для расчета характеристик плазмонного гребневого волновода (эффективный индекс моды, распределение интенсивности в поперечном сечении, эффективная распространения), выполненного длина на основе полупроводникового материала (InSb), мы используем метод эффективного показателя преломления (ЭПП). Этот метод широко используется в теории диэлектрических волноводов и обеспечивает высокую точность расчетов, особенно вдали от режима отсечки [10]. Результаты расчетов распределения интенсивности моды в поперечном сечении волновода проверяются и дополняются методом численного моделирования на основе программы COMSOL Multiphysics.

2. Результаты и обсуждение

Исследуемая волноводная структура, состоящая из кварцевого прямоугольного образца (с размерами $w \times d$) на полупроводниковой подложке InSb, представлена на рис.1. Полагаем, что полупроводник с диэлектрической постоянной $\dot{\varepsilon}_{\rm m} = \varepsilon'_{\rm m} + i\varepsilon''_{\rm m}$ (где $\varepsilon'_{\rm m} < 0$) расположен в области x < 0 и волноводная структура окружена сверху воздухом. Для определенности предполагается, что частота волны f = 1 ТГц и диэлектрические постоянные InSb подложки и кварцевого гребня приняты соответственно $\dot{\varepsilon}_{m} = -37.4 + i5.3$ [11] и $\varepsilon_{\rm SiO_2} = 3.8$ [12].



Рис.1. Схематическое представление гребневого волновода.

На первом этапе, согласно методу ЭПП, рассчитывается эффективный показатель преломления $n_{\rm eff}$ для ${\rm TM_0}$ -моды планарного InSb–SiO₂–воздух волновода, т.е. ширина кварцевого гребня принимается $w \to \infty$. На рис.2а,б представлены зависимости действительной части показателя преломления

 $n_R = \operatorname{Re}(\dot{n}_{eff})$ и эффективной длины распространения $L_0 = 1/k_0 \operatorname{Im}(\dot{n}_{eff})$ (где $k_0 = 2\pi f/c$ – волновое число в воздухе) от толщины кварцевого слоя d.



Рис.2. Зависимости эффективных показателя преломления (а) и длины распространения (б) моды TM₀ от толщины планарного волновода *d*.

Как и следовало ожидать, с увеличением толщины d действительная часть показателя преломления растет от значения $n_R \approx 1.01$ (соответствующего структуре InSb–воздух) до величины $n_R \approx 2.04$, присущей структуре InSb–SiO₂. Зависимость $L_0 = L_0(d)$ характеризуется минимумом при определенном значении толщины d. Вначале, в области больших d уменьшение толщины слоя SiO₂ приводит к убыванию эффективной длины распространения L_0 . Это связано с тем, что сжатие поля в тонком кварцевом слое сопровождается ростом напряженности поля на границе InSb–SiO₂ и, следовательно, ведет к росту поглощения. Однако, начиная с определенных значений толщины d, поле частично вытекает из сверхтонкого диэлектрического слоя в воздух, что ведет к уменьшению поглощения. Отметим, что эта тенденция имеет место также и для высших мод волновода, в частности для ближайшей TM₁-моды. При этом минимально возможная толщина волновода d составляет 81 мкм, что определяется режимом отсечки TM₁-моды.

Далее для расчета эффективного показателя преломления $N_{\rm eff}$ гребневого волновода InSb–SiO₂–воздух (на основной волне TM₀₀-типа) последний заменяется симметричным планарным волноводом, представляющим собой диэлектрическую пластину с показателем преломления $n_{\rm eff}$ и толщиной w в воздухе. Пользуясь дисперсионным уравнением симметричного планарного волновода, рассчитывается ЭПП на волне TE₀-типа, что соответствует эффективному показателю преломления $N_{\rm eff}$ гребневого InSb–SiO₂–воздух волновода на основной волне TM₀₀-типа. На рис.За и б представлены зависимости действительной части $N_R = \text{Re}(\dot{N}_{eff})$ и эффективной длины распространения $L = 1/k_0 \text{Im}(\dot{N}_{eff})$ от ширины кварцевого гребня w при различных толщинах d последнего. Видно, что при одинаковой толщине d большему эффективному показателю преломления N_R (связанному с лучшей локализацией моды в пределах гребня) соответствует менее короткая длина распространения L. Однако из сравнения величин L, соответствующих толщинам d = 50 мкм и d = 80 мкм, следует, что эффективная длина распространения во втором случае больше, чем в первом, если w > 20 мкм (см. рис.36). В то же время, эффективный показатель преломления во втором случае больше, чем в первом для любой ширины w (см. рис.3а). Эта особенность является следствием ранее отмеченной немонотонной зависимости $L_0 = L_0(d)$ и дает возможность для нахождения компромисса между сильной локализацией моды и малыми потерями распространения.



Рис.3. Зависимости эффективных показателя преломления (а) и длины распространения (б) моды TM_{00} от ширины гребневого волновода *w*: 1) d = 25 мкм, 2) d = 50 мкм, 3) d = 80 мкм.

Следует отметить, что для одномодового режима распространения TM_{00} моды необходимо, чтобы наряду с ранее приведенным условием d < 81 мкм, соблюдалось условие

$$w < w_1 = \pi / k_0 \sqrt{n_R^2 - 1},$$
 (1)

где *w*₁ – толщина эквивалентного планарного волновода, определяющая отсечку ближайшей высшей моды TE₁.

Поскольку эффективный показатель n_R зависит от d (как это показано на рис.2), то величина w_1 есть функция от толщины d. График зависимости $w_1 = w_1(d)$ представлен на рис.4, где одномодовому режиму распространения соответствует участок, лежащий ниже кривой зависимости и ограниченный линией d = 81 мкм. При малых d эффективный показатель n_R близок к единице и поэтому w_1 быстро растет с уменьшением d. В области значительных dвеличина $n_R \rightarrow 2.04$ и $w_1 \rightarrow 85$ мкм.

Для исследования степени локализации TM_{00} -моды вдоль бокового направления (ось *x*) нами рассчитывалась зависимость вертикальной компоненты электрического поля $E_y = E_y(x)$ при различных ширинах гребня *w*. На рис.5 приводятся распределения интенсивностей ($I \sim |E|^2$), рассчитанные для гребня с толщиной d = 80 мкм при ширинах w = 10 мкм, 50 мкм и 80 мкм. Видно, что ширина моды (на уровне 1/e от максимума) при ширине гребня w = 50 мкм лишь незначительно меньше, чем для w = 80 мкм. Однако при очень узком гребне (w = 10 мкм) размер моды становится большим (≈ 160 мкм) и, следовательно, поле вытекает за боковые стенки гребня. Ввиду частичного распространения в воздухе, затухание поля убывает, как это видно на рис.36.



Рис.4. Зависимость размера отсечки высших мод волновода *w*₁ от толщины кварцевого гребня *d*.



Рис.5. Распределения интенсивностей поля в гребневом волноводе при размерах d = 80 мкм и 1) w = 10 мкм, 2) w = 50 мкм, 3) w = 80 мкм.

Для проверки рассчитанных распределений интенсивности мы провели также численный расчет на основе программы COMSOL Multiphysics. Полученные результаты хорошо согласуются с данными, рассчитанными методом ЭПП, особенно в области не слишком малых w. Типичные распределения интенсивностей поля, полученные путем компьютерного счета при d = 50 мкм, w = 80 мкм и d = 80 мкм, w = 80 мкм, представлены на рис.6а,б. На рисунках более темным тонам соответствуют большие значения интенсивности поля. Как

видно, при уменьшении толщины гребня определенная часть поля распространяется вблизи вершины гребня волновода. Это обстоятельство нежелательно при выполнении волноводных изгибов и разделителей мощности из-за возможности потерь на излучение.



Рис.6. Распределения интенсивностей в гребневом волноводе при размерах: а) d = 50 мкм, w = 80 мкм и б) d = 80 мкм, w = 80 мкм.

3. Заключение

С помощью метода эффективного показателя преломления исследован плазмонный волновод, образованный кварцевым гребнем над поверхностью антимонида индия, в диапазоне ТГц волн. При различных размерах гребня определены эффективный показатель преломления, эффективная длина распространения, распределение поля и условие одномодового распространения фундаментальной TM₀₀ моды. Показано, что в отличие от обычных плазмонных волноводов можно одновременно увеличить степень локализации поля и длину распространения, благодаря оптимальному выбору размеров кварцевого гребня. Сравнение распределений поля, рассчитанных методом ЭПП и на основе компьютерной программы COMSOL Multiphysics, указывает на хорошее согласие, особенно при не слишком малых размерах гребня.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта ANSEF-elec-2441.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. M.Tonouchi. Nature Photon., 1, 97 (2007).
- 2. M.Wachter, M.Nagel, H.Kurz. Appl. Phys. Lett., 90, 061111 (2007).
- 3. H.Zhan, R.Mendis, D.M.Mittleman. Opt. Express, 18, 9643 (2010).
- 4. Kh.V.Nerkararyan, A.A.Hakhoumian, A.E.Babayan. Plasmonics, 3, 27 (2008).
- 5. Yu.H.Avetisyan, A.H.Makaryan, H.Hakopyan, K.L.Vodopyanov. Tech. Dig. CLEO-2010, San-Jose, USA, May 16-21, 2010, paper CTuQ2.
- 6. S.Bozhevolnyi. Plasmonic Nanoguides and Circuits. Singapore, Pan Stanford, 2008.
- 7. T.Holmgaard, S.I.Bozhevolnyi. Phys. Rev. B, 75, 245405 (2007).
- 8. J.B.Pendry, L.M.Moreno, F.Garcia-Vidal. Science, 305, 847 (2004).
- 9. J.G.Rivas, M.Kuttge, H.Kurz, et al. Appl. Phys. Lett., 88, 082106 (2006).
- 10. T.Tamir. Guided-Wave Optoelectronics. Berlin, Springer-Verlag, 1990.
- 11. T.H.Isaac, J. Gómez Rivas, J.R.Sambles, et al. Phys. Rev. B, 77, 113411 (2008).
- D.Grischkowsky, S.Keiding, M. van Exter, Ch.Fattinger. J. Opt. Soc. Am. B, 7, 2006 (1990).

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՎՐԱ ԳՏՆՎՈՂ ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵԼՈՒՍՏԻՑ ԿԱԶՄՎԱԾ ՊԼԱԶՄՈՆԱՅԻՆ ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

ՅՈՒ.Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Հ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Վ.Ռ. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ

Oqտվելով էֆեկտիվ բեկման ցուցչի մեթոդից (ԷԲՑ)՝ հետազոտված են InSb-ի մակերեվույթի վրա գտնվող կվարցային ելուստից կազմված պլազմոնային տերահերցային ալիքատարի բնութագրերը։ Հիմնական TM₀₀ մոդի և կվարցային ելուստի տարբեր չափսերի համար հաշվարկված են էֆեկտիվ բեկման ցուցիչը, տարածման երկարությունը, դաշտի բաշխվածությունը և միամոդ տարածման պայմանը։ Յույց է տրված, որ ի տարբերություն սովորական պլազմոնային ալիքատարների, դիէլեկտրական ելուստի օպտիմալ չափսերի ընտրությամբ կարելի է միաժամանակ մեծացնել դաշտի տեղայնացման աստիձանը և տարածման երկարությունը։ Համեմատումը ցույց է տվել, որ ԷԲՑ մեթոդով և COMSOL Multiphysics համակարգչային ծրագրի միջոցով հաշվարկված դաշտի բաշխվածությունները լավ համընկնում են, հատկապես ոչ շատ փոքր չափսերով ելուստի դեպքում։

ANALYSIS OF PLASMON TERAHERTZ WAVEGUIDE FORMED BY A DIELECTRIC RIDGE ON SEMICONDUCTOR SURFACE

Yu.H. AVETISYAN, H.S. HAKOBYAN, V.R. TADEVOSYAN

Characteristics of plasmon THz waveguide formed by a SiO_2 ridge on the InSb surface are investigated by using the effective index method (EIM). The fundamental TM_{00} mode effective indices, field distributions, effective propagation lengths, and condition for single-mode guiding are calculated for SiO_2 ridges with different sizes. It is established that, in contrast to the usual plasmon waveguides, the mode lateral confinement can be improved simultaneously with the increase in the mode propagation length by choosing the appropriate ridge sizes. A comparison of the field distributions, calculated by EIM and with using COMSOL Multiphysics software, shows a good agreement, especially for ridge dimensions not too small.