

07:09

Метаматериал для эффективной генерации второй гармоники

© Г.М. Савченко^{1,2}, В.В. Дюделев^{1,3}, К.К. Соболева^{1,4},
В.В. Лундин¹, А.В. Сахаров¹, Е.А. Когновицкая¹,
С.Н. Лосев¹, А.Г. Дерягин¹, В.И. Кучинский^{1,2},
Н.С. Аверкиев¹, Г.С. Соколовский¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“

³ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики

⁴ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: gs@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 12 мая 2016 г.

Проведено теоретическое исследование возможности осуществления эффективной генерации второй гармоники в метаматериале, представляющем собой структуру из чередующихся слоев полупроводникового материала собственной и металлической проводимости, которая может быть выращена эпитаксиальными методами.

Разработка компактных источников лазерного излучения в видимом диапазоне привлекает большое внимание исследователей из-за большого количества актуальных биомедицинских применений, яркими примерами которых являются фотодинамическая терапия [1], доплерометрия [2] и флуоресцентная микроскопия [3]. Отсутствие компактных лазерных источников, перестраиваемых во всем видимом диапазоне, делает многие биомедицинские лазерные системы громоздкими и дорогими в обслуживании из-за применения одновременно нескольких твердотельных или газовых лазеров, обеспечивающих перекрытие необходимого спектрального диапазона. В связи с этим значительные усилия направляются на разработку лазерных источников, основанных на удвоении частоты в нелинейных кристаллах при накачке полупроводниковыми лазерами инфракрасного (ИК) диапазона [4,5]. Создание лазерных источников, использующих удвоение частоты, поддержива-

ется одновременно и с рыночной, и с технической сторон наличием компактных и высокоэффективных ИК полупроводниковых лазеров в спектральном диапазоне 0.9–1.3 μm . Использование квантовых точек в качестве материала активной области позволяет значительно расширить спектр усиления за счет варьирования их состава и размера [6] и добиться более чем 200 nm диапазона перестройки длины волны генерации полупроводникового лазера в спектрально-селективном внешнем резонаторе [7,8].

Для эффективного преобразования излучения основной гармоники на частоте ω в излучение второй гармоники на частоте 2ω необходимо одновременное выполнение двух условий: сохранения энергии фотонов $2E(\omega) = E(2\omega)$ и сохранения импульсов фотонов $k(2\omega) = 2k(\omega)$. К сожалению, точного выполнения требования сохранения импульсов фотонов на практике осуществить не удастся вследствие дисперсии показателя преломления материалов, в которых осуществляется процесс преобразования основной гармоники во вторую гармонику: $n(2\omega) \neq n(\omega)$. Без выполнения закона сохранения импульса (называемого в данном контексте синхронизацией фаз) излучение второй гармоники растет и падает по мере того, как, распространяясь вдоль нелинейного кристалла, фундаментальная (ИК) и видимая волна (вторая гармоника) выходят из условия фазового синхронизма и обратно входят в него с периодом, определяемым длиной когерентности [9]:

$$L_c = \frac{\lambda}{2|n(\omega) - n(2\omega)|}. \quad (1)$$

Иными словами, генерация второй гармоники вне условия фазового синхронизма ведет к прекращению роста мощности излучения второй гармоники на расстоянии, равном длине когерентности L_c , в силу достижения разности фаз 180° и ее полному подавлению на расстоянии, равном $2L_c$. Поэтому синхронизация фаз является ключевым условием для эффективной генерации второй гармоники. В настоящее время наиболее распространенным приемом для синхронизации фаз является периодическая поляризация ферроэлектрических нелинейных кристаллов под действием электрического поля высокой напряженности, меняющего направление спонтанной поляризации кристалла [9] (т.н. quasi-phase-matching — англ.) с периодом $2L$. Тем не менее, несмотря на значительные успехи в генерации видимого излучения за

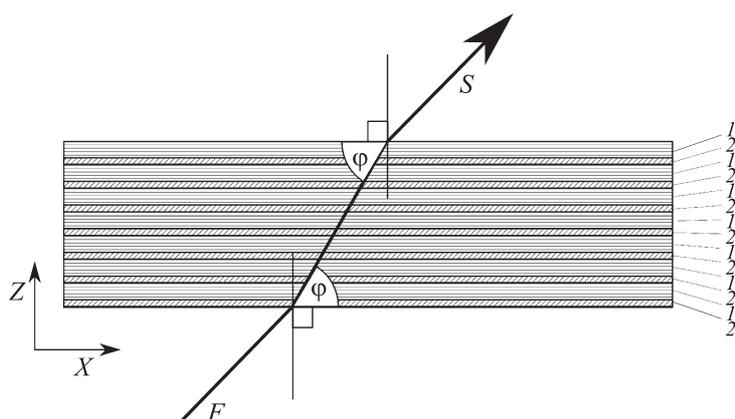


Рис. 1. Схематическое изображение структуры метаматериала с подавленной дисперсией показателя преломления: 1 — слой полупроводника собственной проводимости, 2 — слой полупроводника с металлической проводимостью. Ось X лежит в плоскости слоев, чередование слоев происходит вдоль оси Z . Лучом F обозначено направление распространения фундаментальной, а S — второй гармоники.

счет удвоения частоты ИК полупроводниковых лазеров [10,11] использование периодической поляризации нелинейных кристаллов сопряжено со значительными техническими трудностями. В связи с этим в последнее время значительные усилия предпринимаются для разработки фотонно-кристаллических структур для генерации второй гармоники как в волноводном исполнении [12,13], так и в виде многослойных структур металл–диэлектрик [14]. Однако эффективность генерации второй гармоники в таких структурах очень невысока и, в частности, в предложенных слоистых структурах металл–диэлектрик [14] не превышает 10^{-9} даже при накачке фемтосекундными лазерными импульсами.

В данной работе проведено теоретическое исследование возможности осуществления эффективной генерации второй гармоники в метаматериале с подавленной дисперсией показателя преломления, представляющем собой структуру из чередующихся слоев полупроводникового материала собственной и металлической проводимости, которая может

быть выращена эпитаксиальными методами. Схема расположения слоев показана на рис. 1.

При распространении в слоистых структурах металл–диэлектрик закон дисперсии света определяется свойствами используемых материалов и соотношением между толщинами чередующихся слоев. Таким образом, задавая геометрию структуры и подбирая материалы слоев, можно управлять дисперсией света в данном метаматериале. Возникает естественный вопрос, возможно ли подобрать параметры таким образом, чтобы компенсировать сбой фаз для света, распространяющегося на фундаментальной и удвоенной частотах. В данной работе проведен расчет собственных мод системы из бесконечного числа чередующихся слоев нитрида алюминия собственной и металлической проводимости и теоретически показано, что надлежащим выбором толщин слоев и угла распространения волны можно добиться эффективной синхронизации фаз двух гармоник за счет подавления дисперсии показателя преломления в предлагаемом метаматериале и обеспечить длину когерентности до нескольких десятков сантиметров.

Обычно расчет дисперсии света в метаматериалах производится с помощью разложения по плоским волнам. Этот метод эффективен для структур с соотносимыми значениями толщин слоев. В нашем случае с целью уменьшения затухания электромагнитной волны в слоях с металлической проводимостью предполагается, что толщина этих слоев по крайней мере на порядок меньше толщины полупроводниковых слоев собственной проводимости. Для таких систем метод плоских волн применить не удается, поэтому для теоретических расчетов нами был использован метод блоховских амплитуд.

Для света, распространяющегося в плоскости слоев, такая структура представляет собой обыкновенный металлический волновод с законом дисперсии, характерным для материала волновода. Модификация закона дисперсии происходит при распространении света в направлении, в котором происходит чередование слоев (направление Z на рис. 1). В связи с этим предполагается, что свет вводится в структуру под некоторым углом к продольному направлению так, чтобы волновой вектор света имел ненулевую проекцию на направление как вдоль, так и поперек чередования слоев. Соотношение между этими проекциями задает тангенс угла распространения, который, наряду с толщинами слоев и законом дисперсии света в полупроводниковых материалах

собственной и металлической проводимости, является управляемым параметром задачи.

Диэлектрическая проницаемость в слое с металлической проводимостью задается как проницаемость плазмы с характерной плазменной частотой ω_p , определяемой уровнем легирования:

$$\varepsilon_b(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (2)$$

а для полупроводникового материала собственной проводимости с помощью коэффициентов Селлмайера формально учитывается хроматическая дисперсия [15]. Волновое уравнение для такой системы

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(z) \mathbf{E} = 0 \quad (3)$$

допускает разделение переменных

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(z) \exp(i\mathbf{q}\rho) \quad (4)$$

(здесь \mathbf{q} , ρ — компонента волнового вектора и радиус-вектор в плоскости слоев соответственно), после чего решается одномерное уравнение

$$\frac{\partial^2 E(z)}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(z) - q^2 \right) E(z) = 0. \quad (5)$$

Результатом решения является зависимость $\omega(k, q)$. Результаты расчета показывают, что для каждого направления распространения света внутри рассматриваемой многослойной системы существуют свой закон дисперсии и свои области разрешенных и запрещенных значений длин волн. Задача генерации второй гармоники сводится к подбору таких значений управляемых параметров, при которых одновременно осуществляются два условия:

1) свет на фундаментальной и удвоенной частотах распространяется в одном направлении;

2) на фундаментальной и удвоенной частотах выполняется условие фазового синхронизма, которое в терминах длины когерентности мы формулируем следующим образом:

$$L = \frac{\pi}{|k_2 - 2k_1|} \geq 10 \text{ mm}. \quad (6)$$

Из расчета следует, что при достаточно точном задании угла распространения (порядка 1 arc s) при чередовании слоев нитрида алю-

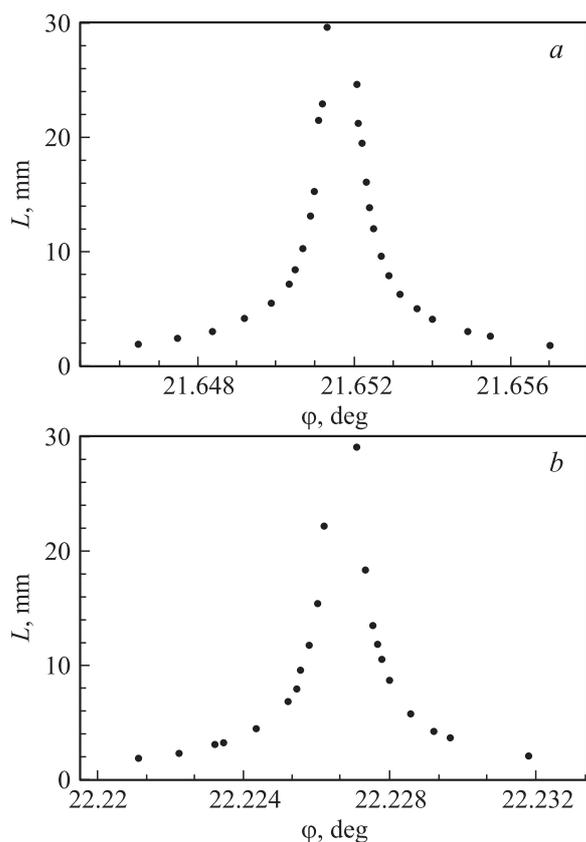


Рис. 2. Зависимости длины когерентности от угла распространения для длин волн второй гармоники 545 (a), 550 (b), 555 nm (c).

миния собственной проводимости и дельта-легированных слоев ($n_2 = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) с металлической проводимостью длина когерентности может достигать нескольких сантиметров и даже нескольких десятков сантиметров, что на несколько порядков выше значений, определяемых дисперсией показателя преломления, характерной для полупроводниковых материалов и нелинейных кристаллов, в частности ниобата лития и калий-титанил-фосфата (КТР).

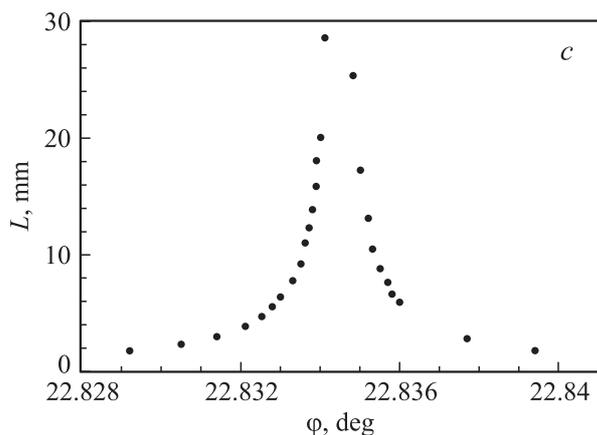


Рис. 2 (продолжение).

В связи с этим возникает задача исследования чувствительности предложенной системы к точности задания угла распространения и длины волны фундаментальной гармоники. На рис. 2 показаны зависимости длины когерентности от угла распространения для трех значений длин волн (550 ± 5 nm). Для каждой точки на рис. 2 расчет проводился путем подгонки параметров под критерий (6), в связи с этим точки на графиках расположены неравномерно. Видно, что на уровне $L = 10$ mm ширина пика составляет порядка 20 arc s. Такая точность задания угла распространения легко достижима в лабораторных условиях.

Не менее важным является вопрос определения диапазона длин волн, в котором возможно эффективное нелинейное преобразование в рассматриваемом метаматериале. Для ответа на этот вопрос нами был проведен расчет генерации второй гармоники для длин волн от 450 до 650 nm. Расчет показывает, что в рассматриваемой структуре во всем этом интервале возможно эффективное удвоение частоты. Рабочая длина волны в этом случае может быть задана только углом распространения. Зависимость рабочей длины волны от угла ввода фундаментального излучения показана на рис. 3. Этот результат представляется чрезвычайно важным для практической реализации эффекта.

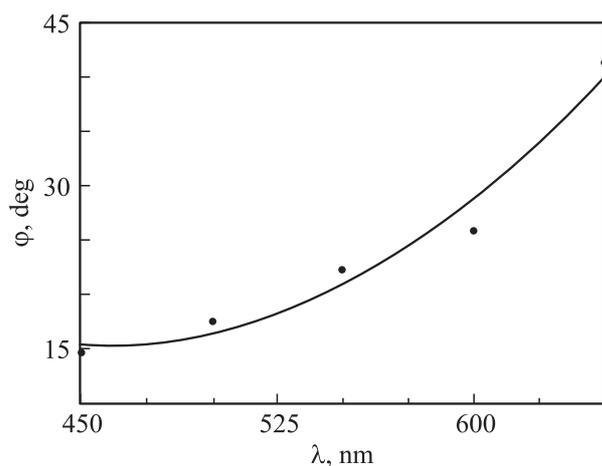


Рис. 3. Зависимость необходимого угла ввода фундаментального излучения от длины волны второй гармоники. Точками показаны результаты расчета, а сплошной линией — сплайн-аппроксимация.

Таким образом, в настоящей работе проведено теоретическое исследование возможности осуществления эффективной генерации второй гармоники в устройстве, представляющем собой структуру из чередующихся слоев полупроводникового материала собственной и металлической проводимости. Нами проведен расчет собственных мод системы из бесконечного числа чередующихся слоев нитрида алюминия собственной и металлической проводимости и теоретически показано, что соответствующим выбором толщин слоев и угла распространения волны основной гармоники можно добиться эффективной синхронизации фаз основной волны гармоники и волны второй гармоники и обеспечить длину когерентности порядка нескольких сантиметров, что на несколько порядков выше значений, определяемых дисперсией показателя преломления, характерной для полупроводниковых материалов и нелинейных кристаллов (в частности, ниобата лития и КТР).

Настоящие исследования частично поддержаны РФФИ (грант № 14-02-01160).

Список литературы

- [1] *Choudhary S., Nouri K., Elsaie L.* // *Lasers Med. Sci.* 2009. V. 24. P. 971.
- [2] *Boutier A., Most J.M.* // *Laser Velocimetry in Fluid Mechanics* / A. Boutier, ed. Hoboken, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2012.
- [3] *Simbuerger E., Pflanz T., Masters A.* *Confocal microscopy: new lasers enhance live cell imaging.* Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008. P. 10–13.
- [4] *Fedorova K.A., Sokolovskii G.S., Battle P.R.* // *Laser Phys. Lett.* 2012. V. 9. P. 790.
- [5] *Fedorova K.A., Sokolovskii G.S., Nikitichev D.I.* et al. // *Opt. Lett.* 2013. V. 38. P. 2835.
- [6] *Rafailov E.U., Cataluna M.A., Sibbett W.* // *Nature Photon.* 2007. V. 1. P. 395.
- [7] *Varangis P.M., Li H., Liu G.T.* // *Electron. Lett.* 2000. V. 36. P. 1544.
- [8] *Fedorova K.A., Cataluna M.A., Krestnikov I.L.* et al. // *Opt. Express.* 2010. V. 18. P. 19438.
- [9] *Fejer M.M., Magel G.A., Jundt D.H., Byer R.L.* // *IEEE J. Quantum Electronics.* 1992. V. 28(11). P. 2631–2654.
- [10] *Fedorova K.A., Sokolovskii G.S., Khomylev M.* et al. // *Opt. Lett.* 2014. V. 39. P. 6672.
- [11] *Fedorova K.A., Sokolovskii G.S., Battle P.R.* et al. // *Opt. Lett.* 2015. V. 40(5). P. 835–838.
- [12] *Cowan A.R., Jeff F. Young* // *Phys. Rev.* 2002. V. 65. P. 085 106.
- [13] *Malvezzi A.M., Vecchi G., Patrini M., Guizzetti G.* et al. // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. P. 161 306(R).
- [14] *Larciprete M.C., Belardini A., Cappeddu M.G.* // *Phys. Rev. A.* 2008. V. 77. P. 013 809.
- [15] *Pastrňák J., Roskocová L.* // *Phys. Stat. Sol.* 1966. V. 14. P. K5–K8.