

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Наноплазмоника и метаматериалы

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 27 апреля 2009 г.

С.Г. Тиходеев, Н.А. Гиппиус; Т.В. Шубина, С.В. Иванов, А.А. Торопов, П.С. Копьев;
В.В. Курин; А.Н. Лагарьков, А.К. Сарычев; Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200909g.1003

27 апреля 2009 г. в конференц-зале Физического института имени П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук "Наноплазмоника и метаматериалы". На сессии были заслушаны доклады:

1. **Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Плазмон-поляритонные эффекты в наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллах и метаматериалах.*

2. **Шубина Т.В., Иванов С.В., Торопов А.А., Копьев П.С.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург). *Плазмонные эффекты в наноструктурах на основе In(Ga)N.*

3. **Курин В.В.** (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород). *Резонансное рассеяние света на наноструктурированных металлических и ферромагнитных плёнках.*

4. **Лагарьков А.Н., Сарычев А.К.** (Институт теоретической и прикладной электродинамики Объединённого института высоких температур РАН, Москва). *Активные оптические метаматериалы.*

5. **Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Применение метода матрицы рассеяния для расчёта оптических свойств метаматериалов.*

Краткое содержание докладов 1–3, 5 и статьи, написанной на основе доклада 4, публикуются ниже.

PACS numbers: 42.70.Qs, **71.36.+c**, 73.20.Mf
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200909h.1003

Плазмон-поляритонные эффекты в наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллах и метаматериалах

С.Г. Тиходеев, Н.А. Гиппиус

В докладе даётся краткое введение в наноплазмонику, оптические свойства плазмон-поляритонных фотонных кристаллов и метаматериалов. Более подробно проана-

лизирован вопрос об определении эффективного электромагнитного отклика тонких слоёв метаматериалов произвольной симметрии, включая гиротропные.

Поверхностные плазмоны — это возбуждённые светом коллективные колебания электронов проводимости металла вблизи его поверхности — границы раздела с диэлектриком. В зависимости от геометрии структуры металл-диэлектрик различают локализованные плазмоны (в металлических кластерах или порах внутри металла с размером много меньшим длины волны света, т.е. в нанокластерах) и делокализованные поверхностные плазмоны (на бесконечной плоской поверхности раздела металл-диэлектрик). Однако даже в случае делокализованных плазмонов, для того чтобы они могли возбуждаться светом, необходима наноструктуризация поверхности металла. Поэтому эту бурно развивающуюся в последнее время область физики часто называют *наноплазмоникой*.

По существу, наноплазмоника очень давно используется человечеством. Локализованные плазмоны в серебряных и золотых нанокластерах в стекле обеспечивают чрезвычайную яркость и долговечность цветных витражей средневековых соборов. Часто приводят даже более старый пример — знаменитый кубок Ликурга, изготовленный, по-видимому, в Риме в IV веке н.э. и хранящийся ныне в Британском музее, также сделан из стекла с металлическими нанокластерами. Однако только в последнее время в связи с развитием нанотехнологии и расчётных электродинамических методов началось по-настоящему бурное развитие и применение наноплазмоники [1–5].

Привлекательность наноплазмоники состоит прежде всего в том, что благодаря плазмонам можно концентрировать электромагнитную энергию в малых (по сравнению с длиной волны света) объёмах. При этом плазмоны, обладая гигантским дипольным моментом, являются эффективными посредниками при взаимодействии этих малых объёмов со светом. Кроме того, свойствами плазмонов можно управлять в чрезвычайно широких пределах.

Подробный обзор достижений наноплазмоники выходит за рамки данного доклада. Упомянем здесь лишь то, что одним из основных способов управления плазмо-

нами является конструирование так называемых поляритонных кристаллов. Поляритонные кристаллы — это искусственные периодические среды, в которых, наряду с фотонными резонансами (возникающими благодаря периодической модуляции диэлектрической проницаемости), имеются также оптически активные электронные резонансы. Связанные фотонные и электронные резонансы принято называть поляритонами, поэтому фотонные кристаллы со взаимодействующими электронными и фотонными резонансами стали называть поляритонными кристаллами. Исходно исследовались фотонные кристаллы, сделанные из прозрачных диэлектриков с не зависящими от частоты света диэлектрическими проницаемостями [6–9]. Первые поляритонные кристаллы использовали брэгговские сверхрешётки полупроводниковых квантовых ям [10, 11]. Роль электронных резонансов в этом случае играли экситоны в квантовых ямах. Затем были предложены экситон-поляритонные кристаллы с другой геометрией — в виде так называемых фотонно-кристаллических слоёв [12–14], которые представляли собой планарные волноводные слои, модулированные одномерными или двумерными решётками углублений, заполненных слоистым полупроводником с сильными экситонными резонансами.

Однако наиболее интересными оказались поляритонные эффекты в модулированных металл-диэлектрических структурах. Здесь роль электронных резонансов играют локализованные или поверхностные плазмоны. Первые образцы таких "поляритонных кристаллических слоёв" были исследованы ещё более ста лет назад, однако назывались они по-другому — дифракционными решётками. Резонансные аномалии Вуда [15] в оптических спектрах решёток на поверхности металла, впервые объяснённые возбуждением поверхностных плазмонов в работе Фано [16], и представляли собой первые плазмон-поляритонные кристаллы.

В дальнейшем значительное внимание к таким структурам было привлечено благодаря обнаружению так называемого аномального пропускания света сквозь решётку субдлинноволновых отверстий в слое металла [17]. Упомянем также образование плазмон-волноводных поляритонов в решётках металлических нанокластеров или нанонитей на поверхности планарного диэлектрического волновода [18, 19], а также интересные плазмонные эффекты в слоях металла с решётками пор [20, 21].

В последнее время выяснилось, что при использовании ферромагнетиков (для изготовления либо диэлектрического волновода, либо нанокластеров) в таких системах возникают чрезвычайно интересные и потенциально важные для приложений магнито-оптические эффекты [22, 23].

Однако наибольший всплеск интереса к металл-диэлектрическим поляритонным кристаллам возник в связи с возможностью создания на их основе искусственных сред, так называемых метаматериалов, с контролируемым электромагнитным откликом. Среди обсуждающихся возможностей — метаматериалы с отрицательным показателем преломления [24] для создания необычных новых оптических устройств и новых способов управления светом [3, 25–31].

Среда с отрицательным показателем преломления должна обладать отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями. (Более точная формулировка для поглощающих сред — разные знаки действительной и мнимой частей показателя преломления.)

Отрицательность диэлектрической проницаемости обеспечивается использованием металла. Тогда как для отрицательности магнитной восприимчивости необходима структуризация: нужно обеспечить магнито-индукционный резонанс, который требует наличия круговых контуров для тока. Первая реализация среды с отрицательным показателем преломления была осуществлена для микроволнового диапазона с помощью кольцевых щелевых резонаторов [26]. Затем было осознано [27], что в ближнем инфракрасном и оптическом диапазонах роль кольцевых контуров для тока могут играть связанные локализованные плазмоны, например, на двойных металлических нанонитах. Были предложены метаматериалы на основе пар периодически перфорированных металлических слоёв, так называемые структуры типа "рыболовная сеть" (fishnet) [28, 32], созданы среды с сильной естественной оптической активностью [31, 33, 34] и сильными оптическими нелинейностями [35, 36].

Метаматериалы представляют собой коротко-периодические металл-диэлектрические плазмонные кристаллы. Идея состоит в том, чтобы период метаматериала был меньше длины волны света, для которого он конструируется. Тогда слой метаматериала в дальней волновой зоне проявляет себя как слой однородного вещества: нет дифракции, только пропускание, отражение и поглощение света. Проблема правильного описания эффективного электромагнитного отклика метаматериалов является поэтому очень важной [37, 38]. Один из способов получить эффективные диэлектрическую и магнитную восприимчивости метаматериала ϵ и μ — параметризовать экспериментально измеренные или теоретически рассчитанные коэффициенты пропускания и отражения слоя метаматериала с конечной толщиной [39, 40]. Ниже мы кратко опишем схему такой параметризации, которая становится весьма нетривиальной в случае пониженной симметрии метаматериала.

Известно, что для полного описания электромагнитных свойств однородной (в том числе, без центра инверсии, т.е. гиротропной) среды достаточно ввести тензор нелокальной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ и положить $\mu = 1$ [37]. Такое описание — с помощью нелокальной диэлектрической восприимчивости — включает в себя в качестве частного случая традиционный подход для негиротропной среды с использованием локальных $\epsilon_{ij}(\omega)$ и $\mu_{ij}(\omega) \neq 1$, обычно применяемый для описания сред с отрицательным показателем преломления.

Рассмотрим самый общий случай гиротропного метаматериала, гиротропия которого возникает исключительно благодаря наноструктуризации без центра инверсии, в то время как составляющие метаматериала вещества являются негиротропными (и нет стационарного магнитного поля). Тогда, в дополнение к эффективным $\epsilon_{ij}(\omega)$ и $\mu_{ij}(\omega)$, необходимо ввести локальные восприимчивости, отвечающие нечётным членам в разложении общей нелокальной диэлектрической восприимчивости по степеням \mathbf{k} (начиная с линейного). Эти дополнительные восприимчивости, которые иногда называют коэффициентами хиральности $\chi(\omega)$ и бианизотропии $\beta(\omega)$, отвечают линейной связи магнитной индукции \mathbf{B} с электрическим полем \mathbf{E} и электрической индукции \mathbf{D} с магнитным полем \mathbf{H} [41–44].

Известно, что необходимым условием существования таких восприимчивостей является отсутствие как

центра инверсии, так и обратимости во времени [45]. В случае металл-диэлектрических метаматериалов первое обеспечивается несимметричностью элементарной ячейки, а второе выполняется всегда, поскольку металлы являются поглощающими средами.

Рассмотрим в качестве примера случай нормального падения плоской электромагнитной волны (распространяющейся вдоль оси z) на слой метаматериала в плоскости xy . Тогда в самом общем случае гиротропного метаматериала, изготовленного из негиротропных составляющих, эффективный электромагнитный отклик можно полностью описать, введя *десять* линейно независимых коэффициентов отклика в дальнем поле, связывающих тангенциальные компоненты полей $(\mathbf{D}_{\parallel}, \mathbf{V}_{\parallel})$ с $(\mathbf{E}_{\parallel}, \mathbf{H}_{\parallel})$,

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ B_x \\ B_y \end{pmatrix} = \hat{\eta}_{\parallel}(\omega, \mathbf{k}_{\parallel})|_{\mathbf{k}_{\parallel}=0} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\hat{\eta}_{\parallel} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & i\chi_x & i\beta_x \\ \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & -i\beta_y & -i\chi_y \\ -i\chi_x & i\beta_y & \mu_{xx} & \mu_{xy} \\ -i\beta_x & i\chi_y & \mu_{xy} & \mu_{yy} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Введённые таким образом десять компонент эффективного отклика слоя метаматериала ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{xy} , μ_{xx} , μ_{yy} , μ_{xy} , β_x , β_y , χ_x и χ_y (для нормального падения света) можно получить [46] параметризацией рассчитанной для этого слоя матрицы рассеяния в дальнем поле [19, 47, 48]. Для нормального падения света, длина волны которого превышает период решётки метаматериала (так что нет дифракции и слой метаматериала ведёт себя как слой однородного материала), матрица рассеяния в дальнем поле имеет размерность 4×4 и является симметричной,

$S_{ij} = S_{ji}$, вследствие взаимности каналов рассеяния. Поэтому только *десять* из 16 компонент S_{ij} являются линейно независимыми, например с $i \leq j$, что в точности соответствует числу линейно независимых коэффициентов отклика в формуле (1).

Результаты параметризации матрицы рассеяния для слоёв метаматериалов типа "двойная рыболовная сеть" (bi-fishnet) [28] проиллюстрированы на рис. 1 для несимметричного диэлектрического окружения и на рис. 2 — для симметричного. Показана область вблизи плазмонного магнитного резонанса при $\hbar\omega = 0,6$ эВ, в которой система обладает отрицательным коэффициентом преломления. Несмотря на то, что слой метаматериала сам по себе обладает инверсной симметрией, видно, что в случае несимметричного диэлектрического окружения его эффективный электромагнитный отклик обладает достаточно сильной резонансно возникающей бианизотропией (рис. 1в). Однако, если слой находится в симметричном диэлектрическом окружении (см. рис. 2), бианизотропия исчезает, как и должно быть для инверсно-симметричной структуры. Данные результаты являются непосредственной демонстрацией нелокальности электромагнитного отклика тонких слоёв метаматериалов: эффективные восприимчивости не являются характеристиками только самой структуры, но зависят от диэлектрического окружения. Поэтому использовать эффективные восприимчивости можно только с большой осторожностью, помня, что они не являются характеристиками объёмного метаматериала и характеризуют адекватно только отклик конкретной структуры с конечной толщиной в данном диэлектрическом окружении.

На рисунке 3 показаны результаты параметризации матрицы рассеяния для тонкого слоя хирального стереометаматериала [31], обладающего сильной естественной оптической активностью. В данном случае система имеет полный набор отличных от нуля компонент матрицы отклика $\hat{\eta}_{\parallel}$.

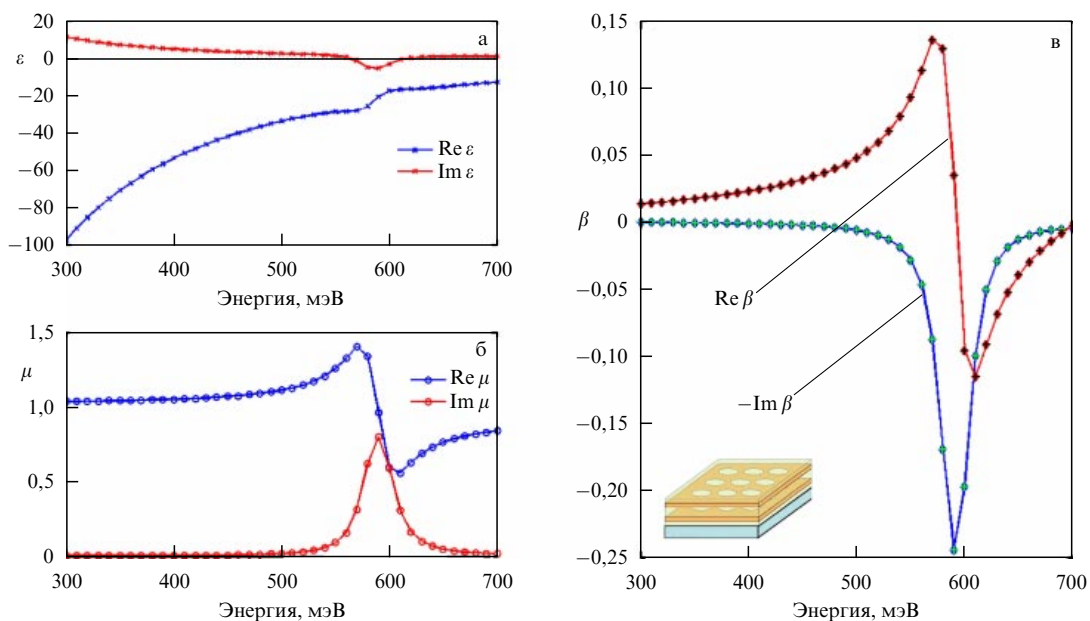


Рис. 1. Частотная зависимость эффективных коэффициентов электромагнитного отклика ε , μ и β для слоя метаматериала типа "двойная рыболовная сеть" [28] на стеклянной подложке ($\varepsilon = 2,32$). Слои представляют собой перфорированные квадратной решёткой отверстиями (период 838 нм, диаметр отверстий 360 нм) золотые плёнки толщиной 30 нм, разделённые диэлектриком ($\varepsilon = 2,72$) толщиной 60 нм.

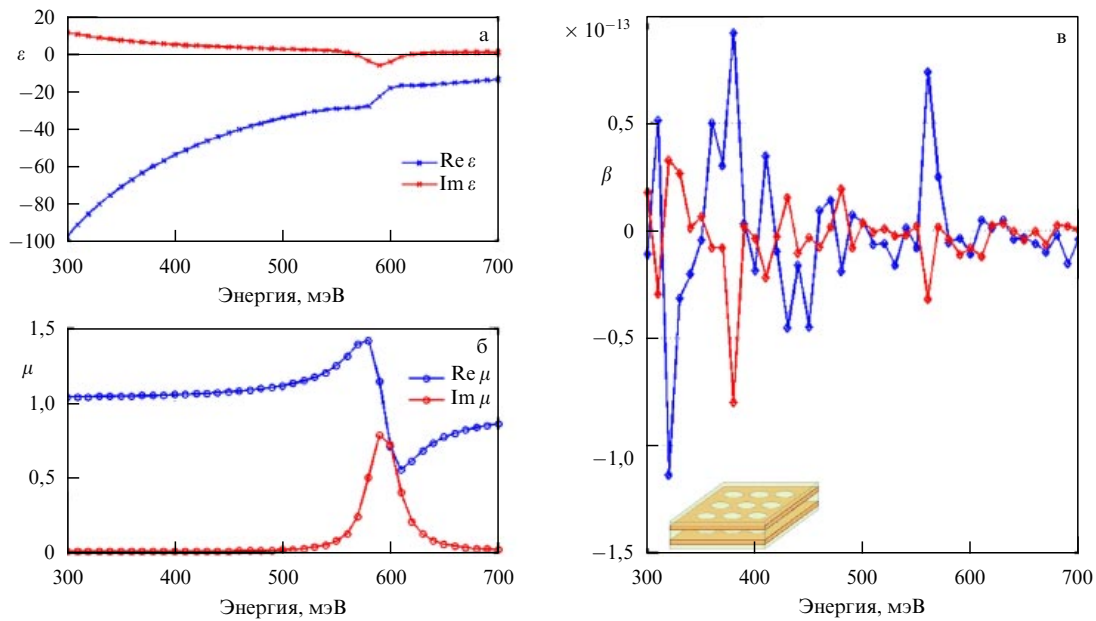


Рис. 2. Частотная зависимость эффективных коэффициентов электромагнитного отклика ϵ , μ и β для слоя метаматериала типа "двойная рыболовная сеть", аналогичного материалу на рис. 1, но в симметричном диэлектрическом окружении (воздух сверху и снизу). Коэффициент бианизотропии в этом случае исчезает, что отвечает инверсной симметрии всей структуры как целого.

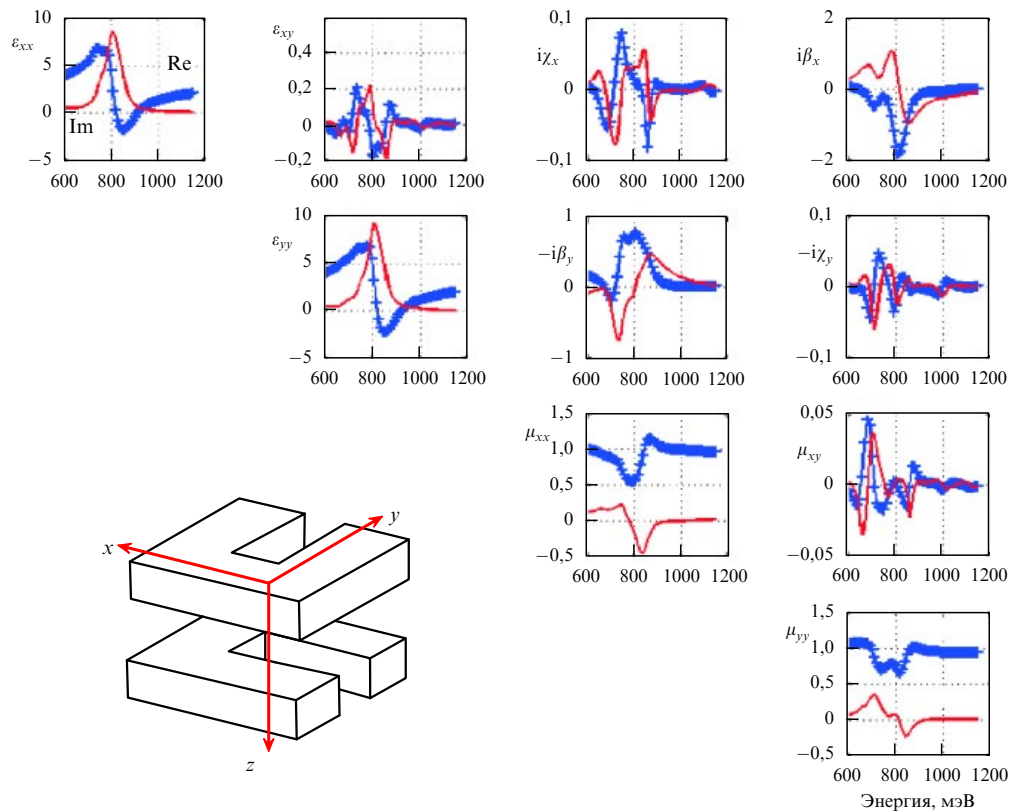


Рис. 3. Частотная зависимость эффективных коэффициентов электромагнитного отклика $\hat{\eta}_{\parallel}$ (см. уравнение (1)) для слоя метаматериала в виде поворнутых на 90° С-резонаторов. Толстые линии с символами отвечают действительным частям соответствующих коэффициентов, а тонкие линии — мнимым. Элементарная ячейка слоя показана на вставке. Горизонтальные размеры С-резонатора $230 \times 230 \text{ nm}^2$, толщина линии по горизонтали 90 nm , толщина 50 nm , расстояние между слоями поворнутых С-резонаторов 70 nm . Слой метаматериала получается в результате трансляций элементарной ячейки по горизонтали с квадратной решёткой $700 \times 700 \text{ nm}^2$. С-резонаторы из золота находятся внутри слоя диэлектрика с $\epsilon = 2,4$, на поверхности стекла ($\epsilon = 2,25$).

Авторы благодарны Т. Ишихаре (Т. Ishihara), Х. Гиссену (Н. Giessen), Т. Вайсу (Т. Weiss) и А. Криту (А. Christ) за многочисленные обсуждения и совместные

работы. Работа частично поддержана грантами РФФИ и Президиума и ОФН РАН.

Список литературы

1. Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W *Nature* **424** 824 (2003)
2. Smith D R, Pendry J B, Wiltshire M C K *Science* **305** 788 (2004)
3. Shalaev V M *Nature Photon.* **1** 41 (2007)
4. Климов В В *УФН* **178** 875 (2008) [Klimov V V *Phys. Usp.* **51** 839 (2008)]
5. Polman A *Science* **322** 868 (2008)
6. Быков В П *ЖЭТФ* **62** 505 (1972) [Bykov V P *Sov. Phys. JETP* **35** 269 (1972)]
7. Zengerle R J *Mod. Opt.* **34** 1589 (1987)
8. Yablonovitch E *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059 (1987)
9. John S *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486 (1987)
10. Ивченко Е Л, Незвижский А Н, Йорда С *ФТТ* **36** 2118 (1994) [Ivchenko E L, Nezvizhevskii A N, Jorda S *Phys. Solid State* **36** 1156 (1994)]
11. Kochereshko V P et al. *Superlatt. Microstruct.* **15** 471 (1994)
12. Fujita T et al. *Phys. Rev. B* **57** 12428 (1998)
13. Yablonskii A L et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** 1137 (2001)
14. Shimada R et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 872 (2002)
15. Wood R W *Philos. Mag.* **4** 396 (1902)
16. Fano U *J. Opt. Soc. Am.* **31** 213 (1941)
17. Ebbesen T W et al. *Nature* **391** 667 (1998)
18. Linden S, Kuhl J, Giessen H *Phys. Rev. Lett.* **86** 4688 (2001)
19. Christ A et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 183901 (2003)
20. Teperik T V, Popov V V, García de Abajo F J *Phys. Rev. B* **71** 085408 (2005)
21. Teperik T V et al. *Nature Photon.* **2** 299 (2008)
22. Belotelov V I, Doskolovich L L, Zvezdin A K *Phys. Rev. Lett.* **98** 077401 (2007)
23. Zharov A A, Kurin V V *J. Appl. Phys.* **102** 123514 (2007)
24. Веселого В Г *УФН* **92** 517 (1967) [Veselago V G *Sov. Phys. Usp.* **10** 509 (1968)]
25. Pendry J B *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966 (2000)
26. Smith D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184 (2000)
27. Podolskiy V, Sarychev A, Shalaev V *Opt. Express* **11** 735 (2003)
28. Zhang S et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 137404 (2005)
29. Pendry J B, Schurig D, Smith D R *Science* **312** 1780 (2006)
30. Liu N et al. *Nature Mater.* **7** 31 (2008)
31. Liu N et al. *Nature Photon.* **3** 157 (2009)
32. Valentine J et al. *Nature* **455** 376 (2008)
33. Papakostas A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 107404 (2003)
34. Kuwata-Gonokami M et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 227401 (2005)
35. Ishihara T, Koshino K, Nakashima H *Phys. Rev. Lett.* **91** 253901 (2003)
36. Natano T et al. *Phys. Rev. Lett.*, in press (2009); arXiv:0904.4800
37. Агранович В М, Гартштейн Ю Н *УФН* **176** 1051 (2006) [Agranovich V M, Gartstein Yu N *Phys. Usp.* **49** 1029 (2006)]
38. Simovski C R, Tretyakov S A *Phys. Rev. B* **75** 195111 (2007)
39. Smith D R et al. *Phys. Rev. B* **65** 195104 (2002)
40. Smith D R, Schurig D, Mock J J *Phys. Rev. E* **74** 036604 (2006)
41. Pendry J B *Science* **306** 1353 (2004)
42. Chen X et al. *Phys. Rev. E* **71** 046610 (2005)
43. Rill M S et al. *Nature Mater.* **7** 543 (2008)
44. Kwon D-H et al. *Opt. Express* **16** 11822 (2008)
45. Figotin A, Vitebsky I *Phys. Rev. E* **63** 066609 (2001)
46. Tikhodeev S G, Weiss T, Gippius N A, in preparation (2009)
47. Tikhodeev S G et al. *Phys. Rev. B* **66** 045102 (2002)
48. Gippius N A, Tikhodeev S G, Ishihara T *Phys. Rev. B* **72** 045138 (2005)

PACS numbers: 36.40.Gk, 73.20.Mf, **78.67**. – n
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200909i.1007

Плазмонные эффекты в наноструктурах на основе In(Ga)N

Т.В. Шубина, С.В. Иванов,
А.А. Торопов, П.С. Копьев

В докладе рассмотрено влияние эффектов, связанных с локализованными плазмонами в металлических нано-

частицах, на оптические процессы в структурах на основе In(Ga)N. Исследованы особенности излучения и поглощения света и генерации фотовозбуждённых носителей, а также приведены данные по оценке усреднённого усиления в InN/In-наноконструкциях.

Плазмоника представляет собой быстроразвивающуюся область прикладной физики и нанотехнологии, для которой характерно использование эффектов, связанных с коллективными колебаниями электронов проводимости в металлических структурах — плазмонов, причём часто для самых неординарных применений [1]. Многогранность плазмоники проявляется в таких её приложениях, как реализация сред с отрицательным показателем преломления [2], создание маркеров, используемых при расшифровке человеческого генома [3], усиление люминесценции органических полупроводников [4], повышение эффективности фотодетекторов [5] и светоизлучающих диодов [6], управление жидко-кристаллическими слоями [7] и генерация излучения терагерцевого диапазона [8]. Весьма интересны и фундаментальные свойства плазмонных метаструктур, например образование сильных плазмон-поляритонных резонансов, которыми можно эффективно управлять, изменяя строение структуры [9, 10].

Существует ещё одно перспективное направление для реализации потенциала плазмоники. Это — создание однофотонных источников, работающих при комнатной температуре. Локальное усиление электромагнитного поля плазмонами и соответственно увеличение скорости спонтанной рекомбинации около металлической поверхности являются аналогом эффекта Парселла [11] в микрорезонаторах. Отметим, что воспроизводимое изготовление для той же цели микрорезонаторов с квантовыми точками на основе широкозонных полупроводников в настоящее время представляется достаточно проблематичным.

В данном докладе проводится рассмотрение оптических эффектов в полупроводниковых слоях и наноконструкциях, обусловленных локализованными плазмонами (Ми-резонансами), возбуждаемыми в металлических наночастицах. Применение частиц вместо сплошной плёнки имеет преимущества [12]. В частности, вследствие кривизны поверхности частиц происходит отмена запрета на взаимодействие плазмонного возбуждения и светового излучения, связанного с различием волновых векторов. По сути, исследование, результаты которого представлены в данном докладе, особенно в части, касающейся наноконструкций, является продолжением цикла исследований слоёв InN со спонтанно формируемыми кластерами In [13–19]. В ходе данного исследования были обнаружены Ми-резонансы в спектрах термически детектируемого оптического поглощения (ТДОП) и установлено, что плазмоны оказывают заметное воздействие на излучение. В качестве иллюстрации на рис. 1 представлены совмещённые изображения, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и микро-католюминесценции (микро-КЛ), одного и того же участка слоя InN. Эти изображения показывают усиление инфракрасной микро-КЛ около металлических кластеров и около пор, окружённых преципитатами In.

Современные исследования проводились в основном с использованием двух систем: 1) InGaN и Au-наночастица, 2) InN со специально сформированными клас-