

УДК 537.86

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РЕЗОНАТОРЕ В СУБТЕРАГЕРЦОВОМ ЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ

© 2025 г. П. А. Гусихин*, И. В. Кукушкин, В. М. Муравьев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела
имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

*E-mail: gusikhin@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 27.09.2024 г.

После доработки 18.10.2024 г.

Принята к публикации 28.10.2024 г.

Выполнено численное моделирование планарных резонаторов для субтерагерцового частотного диапазона, ограниченных различными типами отражателей: брэгговские зеркала, решетчатые зеркала, сплошные металлические зеркала. Построены зависимости усиления напряженности электрического поля в резонаторе от параметров структуры при нормальном падении электромагнитной волны на поверхность резонатора. Определены физические ограничения, накладываемые на величину усиления.

Ключевые слова: субтерагерцовый частотный диапазон, плазменный резонатор, брэгговское зеркало, решетчатое зеркало, электромагнитное излучение, усиление

DOI: 10.31857/S0367676525020015, EDN: CYFFOB

ВВЕДЕНИЕ

Усиление электромагнитного поля волн и его влияние на взаимодействие света и материи представляет собой одну из центральных тем современной физики. Металло-диэлектрические структуры позволяют создать условия для значительного локального увеличения электромагнитного поля, а также для манипуляции параметрами электромагнитного излучения [1–3]. В частности, в оптическом частотном диапазоне широко известен эффект поверхностного усиления рамановского рассеяния [4], именуемого в англоязычной литературе Surface Enhanced Raman Scattering (SERS). Это физическое явление, при котором молекулы, находящиеся на наноструктурированной металло-диэлектрической поверхности, испытывают значительно увеличенное рассеяние света. Это усиление обусловлено взаимодействием молекул с локализованными поверхностными плазмонами, которые возбуждаются при взаимодействии света с металлическими наноструктурами, что приводит к повышению интенсивности рамановских линий и позволяет регистрировать спектры с высокой чувствительностью, вплоть до уровня одиночных молекул [5, 6]. Однако расширение концепции плазмонного усиления электромагнитного поля на субтерагерцовый диапазон частот (0.1–3 ТГц) сталкивается с рядом фундаментальных ограничений. Наиболее существен-

ным из которых является небольшая добротность плазмон-поляритонных резонансов, возбуждаемых в металлических микроструктурах на этих частотах. Это приводит к относительно низким значениям усиления поля, наблюдаемым в терагерцовых экспериментах [7–9].

Недавно было экспериментально показано, что фундаментальная мода Фабри–Перо в диэлектрической пластине с металлическими решетками на обеих ее поверхностях проявляет явно выраженные плазменные свойства. В частности частота моды Фабри–Перо определяется формулой:

$$\omega_0 = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_1^2}}},$$

где

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi c^2}{\epsilon a d \ln(a/w)}, \quad \omega_p \ll \omega_1 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon d}}.$$

Здесь a , w , d — это период решетки, ширина металлических полосок и толщина диэлектрической подложки, соответственно.

Самое важное, что было обнаружено — это значительное усиление поля падающей волны в центре резонатора на частотах резонансов Фабри–Перо. Открытый эффект был применен для усиления чувствительности терагерцовых детекторов [10, 11]. В настоящей статье мы делаем по-

пытку путем численного моделирования расширить понимание физических основ наблюдаемого усиления поля в плазменных резонаторах Фабри–Перо. Также намечаются пути еще большего усиления поля путем применения брэгговских отражателей.

ПЛАЗМЕННЫЕ РЕЗОНАТОРЫ ФАБРИ-ПЕРО

Недавно было экспериментально показано, что фундаментальная мода Фабри–Перо в диэлектрической пластине с металлическими решетками на обеих поверхностях проявляет явно выраженные плазменные свойства [7]. Самое важное, было обнаружено значительное усиление поля падающей волны в центре резонатора на частотах резонансов Фабри–Перо. Здесь мы путем моделирования расширяем понимание физических основ наблюдаемого в [7] усиления поля, а также факторов, от которых оно зависит. В предлагаемых расчетах толщина кремниевой подложки $h = 280$ мкм соответствовала половине длины волны на частоте $f_0 = 155.2$ ГГц. Параметры промоделированных «плазменных» сеток: ширина металлических полосок $w = 10$ – 50 мкм, период $a = 25$ – 500 мкм. В качестве металла использовалось золото с толщиной $d = 0.7$ мкм.

На рис. 1а показаны спектры пропускания такой структуры для $w = 10$ мкм и значений периода $a = 25, 50, 100$ мкм. Около частоты f_0 наблюдается пик пропускания, добротность которого растет с уменьшением периода, а его амплитуда при этом падает. Также, положение пика сдвигается по частоте вверх при уменьшении периода и асимптотически стремится к частоте f_0 .

На этой же частоте находится пик усиления напряженности электрического поля в центре резонатора, что продемонстрировано на вставке к рис. 1а. При этом амплитуда усиления поля ведет себя немонотонно с периодом сетки a . Качественно наблюдаемые эффекты можно объяснить тем, что при устремлении периода сеток к ширине металлических полосок, образующих эти сетки, мы получаем практически сплошные металлические покрытия, которые, во-первых, практически непрозрачны для электромагнитного излучения, а во-вторых, образуют высокодобротный резонатор.

На рис. 1б показано сравнение зависимостей величины максимального усиления поля от обратного периода сетки для двух случаев: 1) при наличии сеток с двух сторон пластины резонатора Фабри–Перо; 2) при наличии сплошного металла на задней поверхности пластины. Ширина металлических полосок, образующих сетку, равна $w = 10$ мкм. На этом графике видны следующие общие закономерности. Во-первых, усиление поля ведет себя немонотонным образом: при больших значениях периода сетки усиление поля уменьшается и в пределе бесконечного периода стремится к единице — это качественно объясняется тем, что в этом пределе резонатор Фабри–Перо, фактически, превращается просто в слой диэлектрика, в котором максимальное усиление поля равно единице. С другой стороны, при значениях периода, стремящихся к ширине полосок, усиление поля также уменьшается, но уже до нуля. Как будет показано далее, это, по-видимому, связано с конечными потерями в металле, из которого изготовлена сетка. Таким образом, между двумя предельными значениями периода суще-

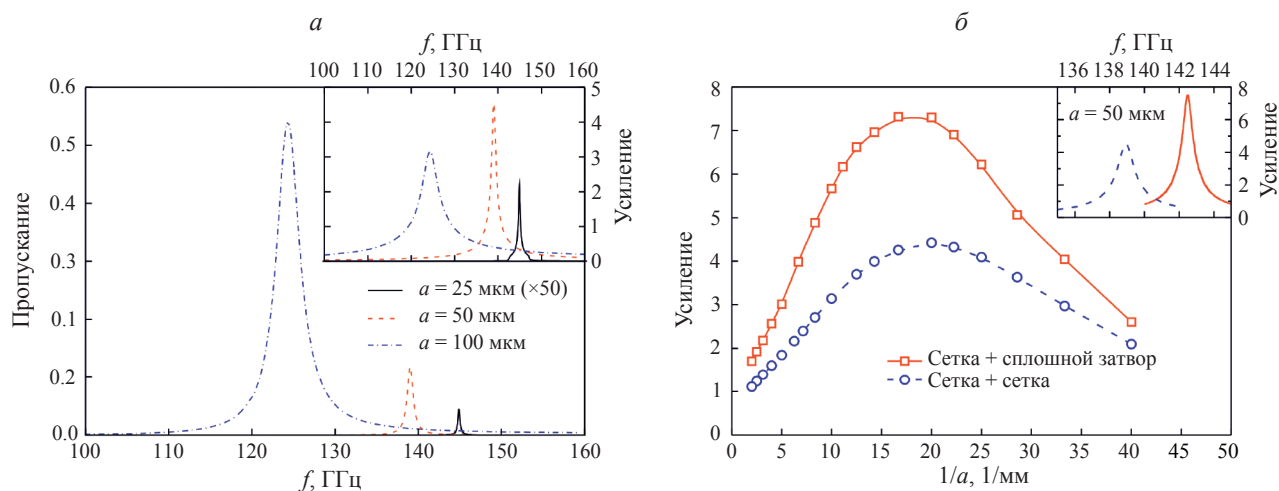


Рис. 1. Частотные зависимости пропускания плазменного резонатора с решетчатыми зеркалами с различными значениями периода металлической сетки. Вставка: частотные зависимости усиления напряженности электрического поля в тех же самых структурах (а). Зависимости максимума усиления поля в плазменном резонаторе с решетчатыми зеркалами от периода сетки при наличии сетки с двух сторон и в случае замены сетки на задней поверхности на сплошное металлическое зеркало (б). Вставка: сравнение частотных зависимостей усиления поля в этих двух случаях.

ствуется оптимум, в котором усиление поля максимально. Видно, что наличие сплошного металлического отражателя на задней поверхности увеличивает усиление поля примерно в два раза. Мы считаем, что это объясняется уменьшением радиационных потерь в резонаторе, так как излучение может выходить только через одну поверхность. На вставке к рис. 1б приведено сравнение частотных зависимостей усиления поля в резонаторе для двух этих конфигураций для периода сетки $a = 50$ мкм. Видно, что наличие сплошного металла на задней поверхности увеличивает амплитуду резонансного пика и его добротность. Далее мы проводили моделирование для конфигурации со сплошным металлом на задней поверхности, как более перспективной с практической точки зрения.

На рис. 2а приведены зависимости усиления поля в структурах от величины периода «плазменной» сетки для различных значений ширины металлических полосок, образующих сетку. Хорошо видно, что сохраняется общая закономерность: наличие оптимального значения периода сетки, при котором усиление поля максимально. При этом, оптимальное значение периода зависит от ширины полосок прямым образом: чем больше ширина полосок, тем больше оптимальное значение периода. Кроме того, значение усиления поля растет с увеличением ширины полосок. Однако, судя по данным графикам, значение усиления поля ограничено сверху величиной $F \approx 9$. Совпадение этого значения с тем, что было получено для одной из конфигураций брэгговского отражателя с расположенным на задней поверхности сплошным металлическим отражателем привело нас к сделанному выше утверждению о том, что ограничение усиления поля связано с потерями в металле. Для проверки это-

го утверждения были промоделированы структуры, в которых золото с объемной проводимостью $\sigma_{Au} = 4.1 \times 10^7$ См/м было заменено на серебро с объемной проводимостью $\sigma_{Ag} = 6.1 \times 10^7$ См/м, а также, на модельный металл с очень большими значениями объемной проводимости (10^{10} и 10^{30} См/м). На рис. 2б приведено сравнение зависимостей усиления поля от периода сетки при ширине полосок $w = 30$ мкм. Видно, что максимальное значение усиления поля в структуре с серебром лишь незначительно больше, чем в структуре с золотом: $F \approx 9.2$ вместо 8.7. И пик усиления сместился в меньшее значение периода структуры: $a \approx 95$ мкм вместо 100 мкм. Для металла с проводимостью 10^{10} См/м этот эффект еще более заметен. Максимум усиления поля составляет $F \approx 35$ и соответствует периоду структуры $a \approx 60$ мкм. Для металла с проводимостью 10^{30} См/м максимум усиления не наблюдается — усиление поля неограниченно возрастает при стремлении периода сетки к ширине металлических полосок, то есть при стремлении сетки к сплошной металлической поверхности. Из этого мы делаем вывод, что и ограничение усиления поля сверху, и уменьшение усиления поля при уменьшении периода сетки связаны именно с резистивными потерями в металле.

БРЭГГОВСКИЕ ОТРАЖАТЕЛИ

Как было показано в предыдущем разделе, усиление поля в плазменных резонаторах Фабри–Перо ограничено резистивными потерями в металлических решетках. Поэтому даже для хорошо проводящих металлов типа золота оно физически ограничено значением $F \approx 9$. Для того, чтобы получить большее усиление, мы попробовали исследовать модель резонатора, представляющего

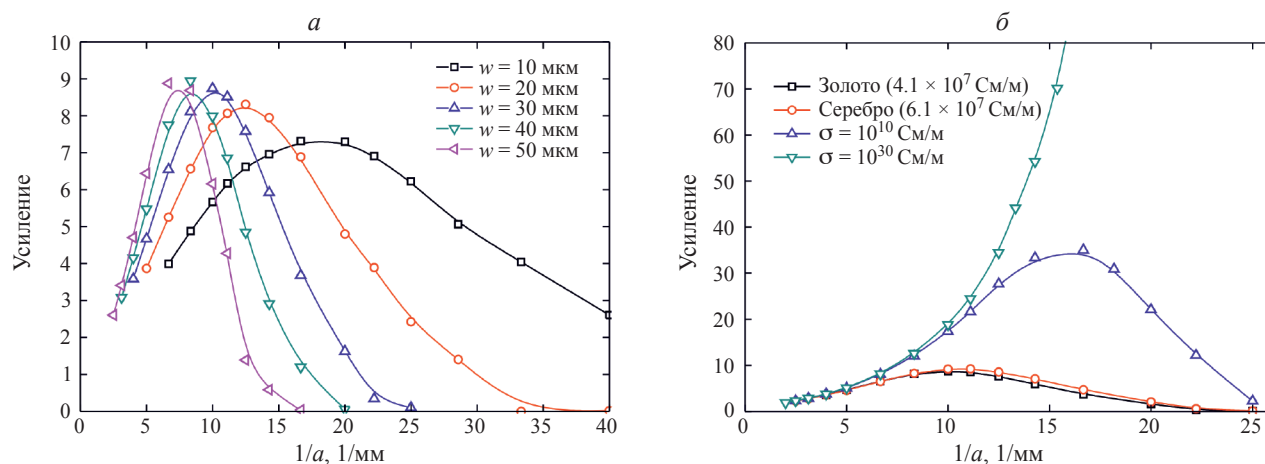


Рис. 2. Зависимости максимума усиления поля в плазменном резонаторе с решетчатым зеркалом на передней поверхности и сплошным металлическим зеркалом на задней поверхности от периода сетки для различных значений ширины металлических полосок, образующих сетку (а). Сравнение зависимостей усиления поля в плазменном резонаторе с решетчатым зеркалом для различных значений проводимости используемого металла (б).

собой слой кремния, окруженный брэгговскими зеркалами, состоящими из чередующихся слоев кварца и кремния. Толщина центрального слоя кремния была взята равной 280 мкм, и она соответствовала длине волны излучения в кремнии на частоте $f_0 \approx 310.4$ ГГц. Диэлектрическая проницаемость кремния полагалась равной $\epsilon_{Si} = 11.9$, потери в кремнии считались нулевыми. Толщины слоев в брэгговских зеркалах задавались, соответствующими четверти длины волны в материале. Таким образом, толщина слоев кремния была равна $h_{Si} = 70$ мкм, толщина слоев кварца с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_Q = 3.78$ составляла $h_Q = 129.44$ мкм. Потерями в кварце при расчетах мы пренебрегали.

На описанную выше структуру перпендикулярно поверхности падала плоская электромагнитная волна. Нами были произведены численные расчеты частотной зависимости усиления напряженности электрического поля в центре резонатора, а также пропускания сквозь резонатор.

На вставке к рис. 3а показаны частотные зависимости пропускания резонатора при различном числе пар слоев ($N = 1, 2, 3$) в брэгговских зеркалах. На всех спектрах хорошо видна запрещенная зона, образованная областью частот, на которых электромагнитное излучение испытывает сильное отражение от брэгговского зеркала. При этом, в центре запрещенной зоны имеется резонансный пик пропускания, который появляется благодаря наличию нерегулярности в брэгговском зеркале — центральному слою толщиной, соответствующей целой длине волны излучения. Добротность пика, ожидаемо, увеличивается с увеличением количества пар слоев в зеркалах.

Кроме пика пропускания, на ту же самую частоту приходится пик усиления напряженности

электрического поля в центре резонатора. На рис. 3а показаны частотные зависимости усиления поля вблизи резонанса при различных значениях количества слоев в брэгговских зеркалах. Хорошо видно, что амплитуда резонансного пика усиления растет с увеличением числа слоев. На рис. 3б показана зависимость усиления электрического поля в центре резонатора от числа пар слоев в брэгговских зеркалах. Эта зависимость хорошо описывается эмпирической формулой: $F \approx 1.75^N$, что хорошо видно из линейного вида зависимости в логарифмическом масштабе, показанной на вставке к рис. 3б.

Для наглядной демонстрации на рис. 4а приведена цветовая карта распределения амплитуды электрического поля в структуре с количеством слоев $N = 7$. Амплитуда падающей волны составляла 1 В/м. Максимумы и минимумы распределения, ожидаемо, находятся на границах между слоями диэлектриков. При этом, величина амплитуды спадает к краям структуры. Благодаря этому имеется возможность разместить на задней поверхности структуры металлический отражающий слой, так как он не должен сильно влиять на усиление поля в центре резонатора. Использование металлического слоя важно, поскольку решает практическую задачу размещения структуры в устройстве. При моделировании в качестве металлической подложки использовался слой золота с толщиной $d = 0.7$ мкм. На рис. 4б приведено сравнение зависимостей усиления поля от количества пар слоев в брэгговских зеркалах для трех разных случаев: 1) без металлической подложки; 2) с металлической подложкой с задней стороны на диэлектрике с меньшим показателем преломления (кварц); 3) на диэлектрике с большим показателем преломления (кремний). Во втором случае на задней границе

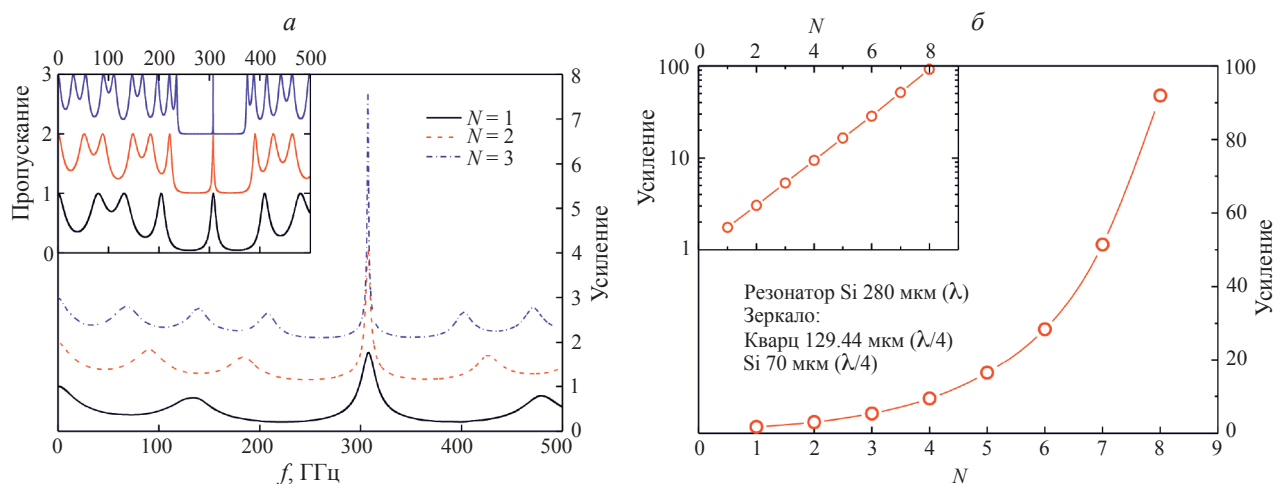


Рис. 3. Частотные зависимости усиления напряженности электрического поля в резонаторе с Брэгговскими зеркалами с различным количеством пар слоев в зеркалах (а). Вставка: частотные зависимости пропускания тех же самых структур. Зависимость максимума усиления поля в резонаторе с брэгговскими зеркалами от количества пар слоев в зеркалах (б). Вставка: та же зависимость в логарифмическом масштабе.

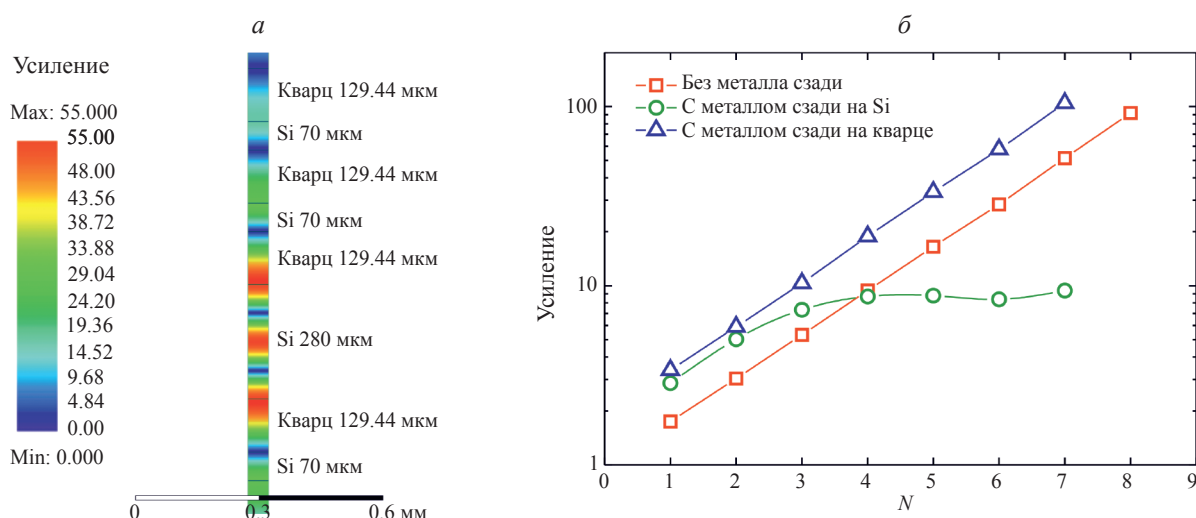


Рис. 4. Распределение амплитуды напряженности электрического поля в резонаторе с брэгговскими зеркалами (а). Сравнение зависимостей максимума усиления поля от количества пар слоев в брэгговских зеркалах при отсутствии и наличии на задней поверхности сплошного металлического зеркала (б).

располагается минимум амплитуды электрического поля, и отражение от металла оказывается конструктивным: усиление поля в центре резонатора увеличивается примерно в два раза по сравнению со случаем без металла. В третьем случае на задней границе должен располагаться максимум амплитуды электрического поля, и отражение от металла при большом количестве слоев оказывается деструктивным: усиление поля оказывается ограниченным значением $F \approx 9$. Как будет показано в следующем разделе, это значение, по-видимому, обусловлено конечной проводимостью металла и, соответственно, наличием потерь в нем. Таким образом, брэгговские отражатели отлично решают задачу усиления электромагнитного поля падающей волны. Однако, следует заметить, что в интересующем нас субтерагерцовом частотном диапазоне, они могут увеличивать размеры конструкции и усложнять ее производство.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами были численно промоделированы планарные резонаторы для субтерагерцового частотного диапазона двух типов: ограниченные брэгговскими зеркалами и решетчатыми зеркалами.

Для плазменных резонаторов с решетчатыми зеркалами были построены зависимости усиления напряженности электрического поля от ширины металлических полосок и периода сетки. Показано, что для каждого значения ширины полосок существует оптимальное значение периода сетки, соответствующее максимуму усиления поля. При этом, замена сетки на задней поверхности на сплошное металлическое зеркало позволяет примерно в два раза увеличить значение усиления. Также было показано, что это значение

ограничено сверху. На основе анализа представленных результатов был сделан вывод о том, что данное ограничение связано с потерями энергии в металле с конечной проводимостью.

Показано, что усиление напряженности электрического поля в резонаторах с брэгговскими зеркалами экспоненциально зависит от количества пар слоев в зеркалах. Также было показано, что добавление сплошного металлического зеркала на заднюю поверхность, так же, как и в плазменных резонаторах, может примерно в два раза увеличить усиление поля. При этом, в отличие от плазменных резонаторов, можно добиться того, чтобы конечная проводимость металла не влияла негативным образом на усиление поля.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-30003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бахтеев И.Ш., Молчанов С.Ю., Муравьев М.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 489; Bahteev I.S., Molchanov S.Y., Muravev V.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 400.
2. Молчанов С.Ю., Бахтеев И.Ш., Муравьев В.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 499; Molchanov S.Y., Bahteev I.S., Muravev V.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 408.
3. Бровко А.М., Джикирба К.Р., Муравьев В.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 2. С. 177; Brovko A.M., Dzhikirba K.R., Muravev V.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 2. P. 150.
4. Fleischmann M., Hendra P.J., McQuillan A.J. // Chem. Phys. Lett. 1974. V. 26. No. 2. P. 163.
5. Nie S., Emory S.R. // Science. 1997. V. 275. No. 5303. P. 1102.
6. Kniepp K., Wang Y., Kneipp H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. No. 9. P. 1667.

7. Ueno K., Nozawa S., Misawa H. // Opt. Express. 2015. V. 23. No. 22. P. 28584.
8. Coquillat D., Marczewski J., Kopyt P. et al. // Opt. Express. 2016. V. 24. No. 1. P. 272.
9. Tu X., Zhang Y., Zhou S. et al. // Nature Commun. 2024. V. 15. Art. No. 5542.
10. Хусамеева А.Р., Шенетильников А.В., Федотова Я.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 2. С. 172; Khisameeva A.R., Shchepetilnikov A.V., Fedotova Ya.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 2. P. 145.
11. Шенетильников А.В., Хусамеева А.Р., Федотова Я.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 2. С. 180; Shchepetilnikov A.V., Khisameeva A.R., Fedotova Ya.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 2. P. 152.

Electromagnetic field amplification in a resonator in the sub terahertz frequency range

P. A. Gusikhin*, I. V. Kukushkin, V. M. Muravev

Osipyan Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

**e-mail: gusikhin@issp.ac.ru*

We presented a numerical simulation of planar resonators for the subterahertz frequency range, confined by various types of reflectors: Bragg mirrors, grating mirrors, solid metal mirrors. The dependences of the amplification of the electric field strength in the resonator on the structure parameters were constructed for normal incidence of an electromagnetic wave on the surface of the resonator. The physical limitations imposed on the magnitude of the gain are determined.

Keywords: subterahertz frequency range, plasmonic resonator, Bragg mirror, grating mirror, electromagnetic radiation, amplification