

Title goes here

# Mantle cloak: Invisibility induced by a surface

Andrea Alu

*Department of Electrical and Computer Engineering, University of Texas at Austin,  
1 University Station C0803, Austin, Texas 78712, USA*

e-mail: alu@mail.utexas.edu

## Аннотация

Недавно для различных задач маскировки были применены экзотические взаимодействия волн метаматериалов, но реализация метаматериалов в практической маскировке еще далека от идеала. Текущие методы изготовления по своей природе основаны на объемных свойствах метаматериалов, которые требуют хоть сколько-нибудь заметную электрическую толщину. Я представляю здесь идею поверхности маскировки, показывая, что узорчатые метаматериалы могут давать те же эффекты маскировки в более простой и более тонкой геометрии. Токи, порожденные на неактивной поверхности, служат для резкого подавления видимости данного объекта.

## 1 Введение

Последние исследования в технологии метаматериалов показали, что невидимость, прозрачность и маскировка могут быть получены разными способами, основанными на сложном взаимодействии волн искусственных материалов и метаматериалов (смотри [1, 2]). Основанная на преобразованиях маскировка [3]-[6] является самой популярной техникой, недавно была предпринята попытка расширить экспериментальную реализацию до видимых частот [7]. Принципы работы такой маскировки заключен в электромагнитных свойствах объемных метаматериалов с заданным специфичным анизотропным и неоднородным профилем, который может направлять электромагнитные волны вокруг заданной области пространства, изолируя и делая невидимым любой объект, помещенный в такую область. Другим жизнеспособным методом маскировки является плазмонная [8, 9], основанная на аннулировании рассеяния особенностей низко-проницаемых метаматериалов, которые могут быть поляризованы необычными способами, а так же аномально локализованные резонансные мезанизмы [10], основанные на квазистатических резонансных свойствах метаматериалов, которые могут эффективно маскировать заданную область. Все эти техники, так же как и многие другие, включающие плащ из метаматериалов, основаны на специфичных объемных свойствах слоев метаматериалов. В общем, эти искусственные метаматериалы основаны на коллективном электромагнитном ответе составляющих их включений, которые взаимодействуют с падающими электромагнитными волнами как объем, получая эффект, кардинально отличающийся от эффекта, получаемого от индивидуальных материалов, из которых они составлены. С одной стороны, это может давать большую степень свободы для получения аномальных эффектов, таких как маскировка, с другой стороны плащи из метаматериалов изначально требуют определенной тонкости, из-за конечного размера составляющих включений. В случае с основанными на преобразовании плащами, в частности, вовлеченный неоднородный профиль требует плащ, который имеет толщину, сравнимую по размеру с маскируемой областью. Более того, обычно требуется некоторое пространство между плащом из метаматериалов и маскируемым объектом, чтобы гарантировать, что зернистость материала не порождает нежелательных сцепок с объектом, которые могут повлиять на его электромагнитный

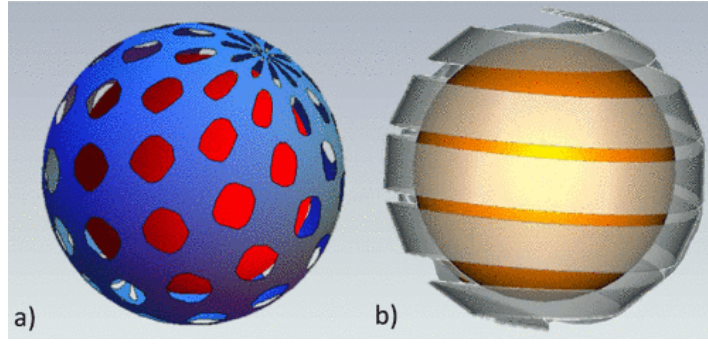


Рис. 1: Примеры узорных геометрических форм, которые могут реализовать мантевую маскировку.

свойства в целом [11]. Более тонкий плащ это не только непрактично и нежелательно, но также означает уменьшение пропускной способности и увеличение чувствительности [12]. Даже техника плазмонной маскировки, которая требует относительно тонкого плаща, по сравнению с основанными на преобразовании метаматериалами, может требовать на практике конечной толщины для надлежащей работы [11, 13].

В другой области, понятие узорной тонкой металлической поверхности хорошо известно в различных инженерных приложениях, с соответствующими книгами и обзорами по этой теме (смотри [14]). При условии, что периодический рисунок на металлической поверхности намного меньше, чем длина волны, ее электромагнитное поведение может быть эффективно описано через усредненный импеданс поверхности  $Z_s = R_s - iX_s$ , который связывает среднее тангенциальное электрическое поле на поверхности с средней плотностью индуцированного электрического тока как  $\mathbf{E}_{tan} = Z_s \mathbf{J}$ . Импеданс  $Z_s$  обычно предполагает широкий диапазон значений, как функция пространства и частоты, из которой происходит название «Частотно-избирательная поверхность» (frequency selective surface (FSS)). В лучшем случае, легко показать, что  $Z_s$  чисто мнимое,  $R_s$  относится только к поглощению. В более общем случае, однако, значение  $Z_s$  может зависеть от ориентации тангенциального электрического поля, предполагающую анизотропную и тензорную структуру  $\underline{Z}_s$ . Скалярная запись может быть приемлимой для особых поляризаций падающей волны.

Далее, я покажу что единичной узурчатой FSS может быть достаточно, чтобы произвести эффект маскировки, аналогичный эффекту с плащом из метаматериалов, даже в идеальном пределе с поверхностью нулевой толщины. Это может породить тонкие плащи в полученных технологиях с длинными историями применений, обещает более легкую реализацию, возможное прилегание к форме объекта, низкий профиль и относительно больший диапазон работы. Схожие идеи могут быть расширены на металлические поверхности тетрагерцевых и оптических частот, открытие перспектив для реализации тонких плащей с повышенной производительностью. Мантевая маскировка (*mantle cloak*), которая предложена здесь может приблизить нас к практической реализации маскировки, так как она не будет опираться на свойства, определяющих материал, а только на поперечное сопротивление узорной металлической поверхности. Следует упомянуть, что мягкий и трудный FSS уже применялись в прошлом в устройствах снижения рассеяния [15], но использовали идеи, решительным образом отличающиеся от примененных здесь. Здесь же, интерес заключается в реализации механизма маскировки, который не зависит от угла падения и, возможно, от поляризации волны, что будет описано далее.

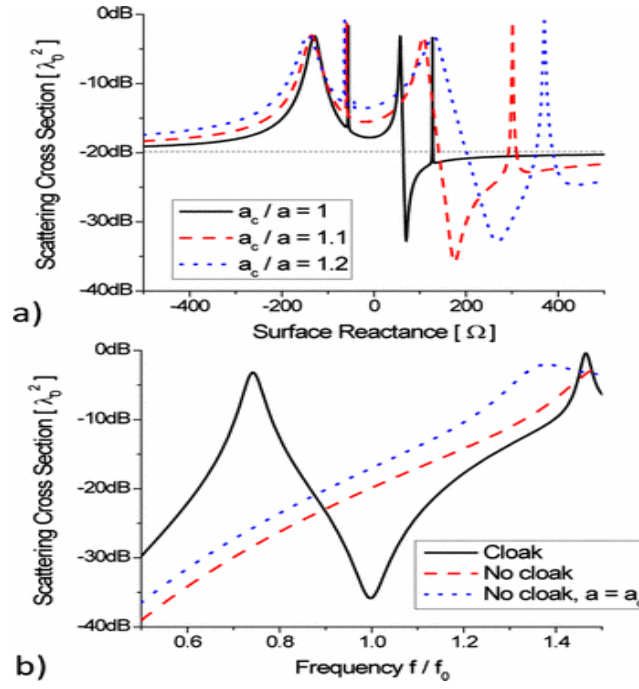


Рис. 2: Изменение в общем рассеянии поперечного сечения непроводящей сферы с  $\varepsilon = 10$  и  $2a = \lambda_0/5$  с: (a) поверхностным реактивным сопротивлением mantle cloak; (b) нормализованной частотой для операций на плаще с  $a_c = 1.1a$  и  $X_s = 175\Omega$

## 2 Теоретические формулировки

Рассмотрим примеры геометрических форм в Рис.1, т.е. диалектрические сферы радиусом  $a$ , покрытые узорчатой металлической сферической поверхностью незначительной толщины радиуса  $a_c > a$ . Они представляют собой типичные шаблоны, которые могут быть реализованы на металлической поверхности для получения квазиоднородного поверхностного реактивного сопротивления заданного значения. Доказано, что шаблоны являются субволновыми, они могут создать квазиоднородное поверхностное реактивное сопротивление заданного значения.

Один предельный случай возникает, когда проводящая поверхность не имеет отверстий, которые мы могли обеспечить эффективное нулевое тангенциальное электрическое поле, дающее  $X_s = 0$ . В другом крайнем случае, когда металл отсутствует вовсе, поверхностное реактивное сопротивление  $X_s \rightarrow \infty$ . Как показано в [14] и находящихся в ней ссылок, надлежащий выбор шаблонов на металлической поверхности позволяет достигнуть желаемого положительного или отрицательного значения  $X_s$  на интересующей частоте. После гомогенизации задача рассеяния заданного произвольного возбуждения может быть решена аналитически, введением желаемого скачка касательного магнитного поля на поверхности плаща в  $r = a_c$ , пропорционального среднему току, индуцированному на поверхности. Это означает, что граничное условие

$$\mathbf{H}_{tan}|_{r=a_c^+} - \mathbf{H}_{tan}|_{r=a_c^-} = \hat{r} \times \mathbf{E}_{tan}|_{r=a_c} / Z_s \quad (1)$$

выполняется в изотропном случае. Решение Ми этой задачи означает, что  $n$ -тая поперечно-магнитная (Transverse-Magnetic) сферическая гармоника может быть подавлена при усло-

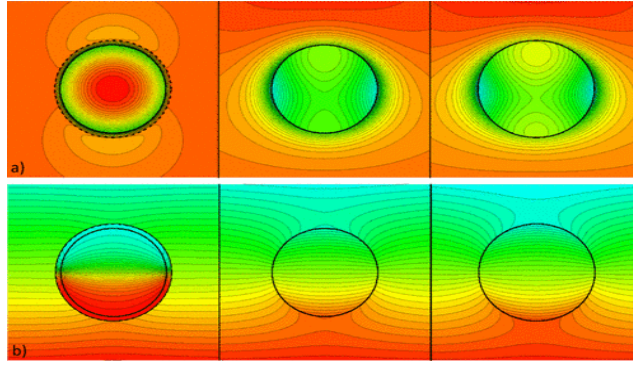


Рис. 3: Распределение: (а) амплитуды электрического поля в Н плоскости; (б) фазы магнитного поля на Е плоскости для трех случаев: замаскированной сферы (слева), той же сферы, но не замаскированной (по центру), увеличенной незамаскированной непроводящей сферы с  $a = a_c$  (справа). Более яркие цвета соответствуют большим значениям полей. Плоскости изображены в одинаковом масштабе для справедливого сравнения.

вии, что следующий определитель аннулируется(?):

$$\begin{vmatrix} j_n(ka) & j_n(k_0a) & y_n(k_0a) & 0 \\ [ka j_n(ka)]'/\varepsilon & [k_0a j_n(k_0a)]' & [k_0a y_n(k_0a)]' & 0 \\ 0 & j_n(k_0a_c) + \frac{[k_0a_c j_n(k_0a_c)]'}{i\omega\varepsilon_0 a_c Z_s} & y_n(k_0a_c) + \frac{[k_0a_c y_n(k_0a_c)]'}{i\omega\varepsilon_0 a_c Z_s} & j_n(k_0a_c) \\ 0 & [k_0a_c j_n(k_0a_c)]' & [k_0a_c y_n(k_0a_c)]' & [k_0a_c j_n(k_0a_c)]' \end{vmatrix}, \quad (2)$$

где  $j_n(\cdot)$  и  $y_n(\cdot)$  сферические функции Бесселя,  $k$  и  $k_0$  волновые числа в объекте и свободном пространстве соответственно,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость объекта,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость свободного пространства. Для поперечно-электрической (transverse-electric (TE)) гармоник можно легко получить сопряженное к уравнению 2. При условии, что детерминант в уравнении 2 может быть приближен к нулю для старших порядков рассеяния, видимость заданного объекта будет резко уменьшена, в независимости от поляризации, вида возбуждений и позиции наблюдателя, при этом достигается хоть и не идеальный, из-за остаточных членов рассеяния, эффект маскировки. Может быть так же предусмотрено расширение до анизотропных поверхностей и тензора  $\underline{Z}_s$ , производящее в целом поперечное соединение двух поляризаций. Следует заметить, однако, что изотропная формулировка в 2 применима даже для анизотропных поверхностей с специфическими поляризациями входящей волны.

Полезно проанализировать формулу 2 в квазистатическом пределе (электрически маленькие объекты), для которых  $(k_0a_c) \ll 1$ . В этом случае основной вклад в рассеяние дает  $n = 1$  доминантная гармоника и приближенные условия для маскировки для маскировки в случае двух поляризаций можно записать в явном виде как

$$\begin{aligned} TM : X_s &= \frac{2[2 + \varepsilon - \gamma^3(\varepsilon - 1)]}{3\gamma^3\omega a \varepsilon_0(\varepsilon - 1)} \\ TE : X_s &= \frac{\omega a \mu_0[2 + \mu + 2\gamma^3(\mu - 1)]}{6\gamma^3(\mu - 1)} \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\mu$  означает проницаемость, а  $\gamma = a/a_c$ .

Уравнение 3 показывает, что в квазистатическом пределе вклад ТЕ и ТМ гармоник в рассеяние разделяется, как и ожидалось, и это гарантирует, что доминирующие мультиполярные члены, как электрические так и магнитные, оба могут быть подавлены, при

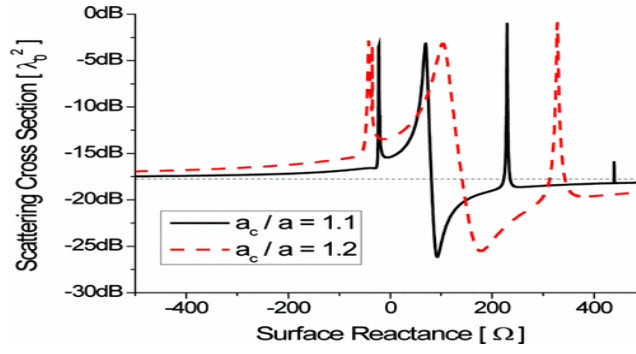


Рис. 4: Аналогично рисунку 2, но для проводящей сферы того же размера

правильном выборе реактивного сопротивления FSS. Несмотря на то, что нулевое рассеяние образуется при помощи тонкой поверхности, конформной объекту, оно может быть достигнуто в этом пределе без потерь реактивного сопротивления, и наличие реалистичных потерь в металле не повлияет на эффект маскировки. Когда размер объекта увеличивается, динамические формулы как в 2 могут быть использованы для правильного построения плаща. Эта формулировка может быть расширена на случай проводящих объектов и различных несимметричных геометрий и анизотропий без изменения результата.

### 3 Численные результаты

Рассмотрим, как пример, непроводящую сферу с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 10$  и диаметром  $2a = \lambda_0/5$ , где  $\lambda_0$  — длина волны в свободном пространстве. Рисунок 2а показывает изменение общего рассеяния в поперечном сечении в зависимости от реактивного сопротивления  $X_s$  плаща по сравнению с «голой» сферой (тонкие пунктирные линии). Очевидно, что при достаточно больших значениях реактивного сопротивления узорная поверхность не оказывает никакого влияния на рассеяние (предел при отсутствии поверхности задается  $X_s \rightarrow \infty$ ), но для конкретных индуктивных значений, качественно согласующихся с уравнением 3, хотя и с некоторым отклонением, из-за большого электрического размера объекта, достигнуто соответствующее снижение рассеяния. Это можно получить для различных значений  $a_c$ , даже в пределе с поверхностью конформной объекту ( $\gamma = 1$ ). Замечено, что для других значений реактивного сопротивления может быть получен сильный резонанс для различных порядков рассеяния, которые, хотя здесь и не релевантны, могут быть полностью охарактеризованы с помощью этого анализа. Для случая  $a_c = 1.1a$  может быть получено более 97% уменьшения рассеяния при реактивном сопротивлении  $175\Omega$ .

Как показано на рисунке 2а, поверхностная маскировка может давать хорошие показатели для относительно широкого диапазона сопротивлений, основываясь на механизме аннулирования рассеяния, в некотором смысле аналогично технике плазмонной маскировки [8], хотя основана не на отрицательной поляризации покрытия метаматериалом, а на конкретных шаблонах тока, индцированного на FSS, и полей, возникающих между поверхностью и объектом. Это объясняет надежность и пропускную способность этого механизма маскировки, несмотря на крайне низкий профиль плаща [13]. Рисунок 2b показывает частоту ответа плаща на рисунке 2а с  $a_c = 1.1a$  и  $X_s = 175\Omega$ , здесь предполагается, что поверхностное реактивное сопротивление постоянно с частотой. Это предположение может считаться действительным в диапазоне частот выокруг построенной частоты  $f_0$ . Отметим, что значительное снижение рассеяния может быть достигнуто, по сравнению с незамаскированным случаем (штрихованная красная линия) или незамаскированной частицей с  $a = a_c$  (пунктирная голубая линия). Ясно, что ответ FSS не может считаться

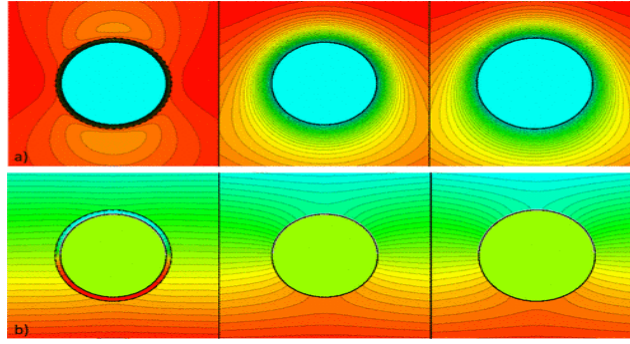


Рис. 5: Аналогично рисунку 3, но для проводящей сферы такого же размера

полностью недисперсионным в широком диапазоне частот, но отметим, что благодаря отсутствию объемных полей ограничения на дисперсию более слабые, чем в типичных моделях дисперсии для метаматериалов. Это отражает, что поверхностное реактивное сопротивление слабо диссипативно с частотой и имеет предсказуемо большой диапазон работы, в соответствии с нашими результатами для полных колебаний, которые представлены ниже.

Рисунок 3 показывает амплитуду распределения электрического поля в плоскости H и фазу распределения магнитного поля в E плоскости для трех случаев: замаскированная сфера (левая колонка); «голая» сфера (по центру); и «голая» сфера с  $a = a_c$  для геометрии рисунка 2b на частоте  $f_0$ . Мы предполагали, что для каждой плоскости снизу происходит возмущение падающими плоскими волнами. Различные плоскости приведены в одной и той же цветовой гамме, для честного сравнения. Видно, что mantle cloak действительно производит сильное сокращение рассеяния, благодаря правильному выбору реактивного сопротивления поверхностного импеданса, восстанавливает почти равномерную амплитуду плоские фазовые фронты вокруг всего плаща в обеих плоскостях поляризации, в соответствии с 97% уменьшением рассеяния, предсказанным на рисунке 2. Интересно, что видно, как поле может проникать в поверхность и распространяться внутри области между сферой и плащом, а так же в самой сфере, обеспечивая большую надежность и пропускную способность [12], по сравнению с методами маскировки, которые направляют волну вокруг объекта. Это может также обеспечить интригующую возможность улавливать и извлекать сигнал внутри поверхности без значительного возмущения окружающих электромагнитных полей [16]. Таким образом, mantle cloak может предоставлять реальный способ для неинвазивного считывания данных и зондирования с улучшенной пропускной способностью [17]. Распределение поля на рисунке 3 также подчеркивает разницу между физическими механизмами, лежащими в основе этой маскировки и техники плазмонной маскировки [8]. Здесь увеличенное магнитное поле индуцируется около поверхности для поддержания шаблонов тока, тогда как электрическое поле максимально в центре объекта, что разительно отличается от техники плазмонной маскировки, в которой магнитное поле непрерывно на поверхности плаща, в то время как электрическое поле максимально около плаща, а не внутри диэлектрического объекта. Это может давать дополнительные преимущества с точки зрения применения в зондировании такой техники маскировки.

Рисунки 4 и 5 демонстрируют схожие рисункам 2 и 3 моделирования, но для случая проводящей непроницаемой сферы того же размера. Очевидно, что в этом случае волна не может проникнуть в объект, и поэтому требует ненулевое расстояние между объектом и плащом. Это явствует из того, что в случае  $a = a_c$  поверхностное реактивное сопротивление будет замкнуто металлической поверхностью объекта. Тем не менее, даже узкий промежуток между маскировочной поверхностью и объектом может обеспечить надежную маскировку, как показано на рисунке 4. В качестве отступления, эта геометрия

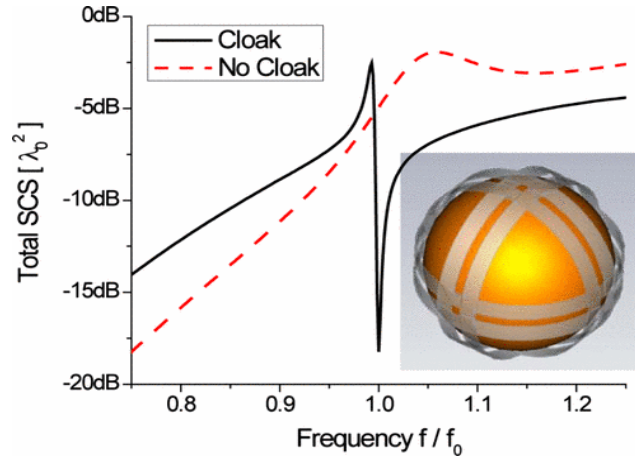


Рис. 6: Результаты моделирования для реалистичной квазиизотропной индуктивной FSS маскировки, покрывающий непроводящую сферу с рисунка 2

особенна интересна, так как может быть использована для реализации FSS маскировки независимо от маскируемого объекта (путем помещения объекта внутри проводящей сферической полости). Как видно на рисунке 4, эта цена, которую следует заплатить, снижает пропускную способность и несколько ухудшает производительность маскировки. Графики полей на рисунке 5 отвечают случаю  $a_c = 1.1a$  с оптимальным реактивным сопротивлением, как получено в уравнении 2,  $X_s = 92\Omega$ . В целом, снижение рассеяния в этом случае составляет 86%, немного меньше, чем в диэлектрическом случае, из-за сильного вклада в рассеяние мод более высокого порядка. Тем не менее, несмотря на непроницаемость объекта простая и тонкая реактивная поверхность может обеспечить резкое снижение видимости во всех направлениях и обеих плоскостях поляризации.

## Список литературы

- [1] A. Alu and N. Engheta, J. Opt. A 10, 093002 (2008).
- [2] P. Alitalo and S. Tretyakov, Mater. Today 12, 22 2009.
- [3] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, Science 312, 1780 2006.
- [4] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, Science 314, 977 2006.
- [5] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, Nat. Photonics 1, 224 2007.
- [6] U. Leonhardt, Science 312, 1777 2006.
- [7] J. Valentine, J. Li, T. Zentgraf, G. Bartal, and X. Zhang, Nature Mater. 8, 568 2009.
- [8] A. Alù and N. Engheta, Phys. Rev. E 72, 016623 2005.
- [9] A. Alù and N. Engheta, Phys. Rev. Lett. 100, 113901 2008.
- [10] G.W. Milton and N.-A. P. Nicorovici, Proc. R. Soc. London, Ser.A 462, 3027 2006.
- [11] M. G. Silveirinha, A. Alù, and N. Engheta, Phys. Rev. E 75, 036603 2007.
- [12] A. Alù and N. Engheta, Phys. Rev. E 78, 045602(R) 2008.

- [13] A. Alù and N. Engheta, Opt. Express 15, 3318 2007.
- [14] B. A. Munk, Frequency Selective Surfaces: Theory and Design John Wiley & Sons, New York, 2000.
- [15] P.-S. Kildal, 19th International Conference on Applied Electromagnetics and Communications, 2007, ICECom 2007, 24–26 Sept. 2007, pp. 1–4.
- [16] A. Alù and N. Engheta, Phys. Rev. Lett. 102, 233901 2009.
- [17] F. J. García de Abajo, Phys. 2, 47 2009.
- [18] D. Van Labeke, D. Gérard, B. Guizal, F. I. Baida, and L. Li, Opt. Express 14, 11945 2006.