

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 [?, ?]). Основанная на преобразованиях маскировка [?]-[?] является самой популярной техникой, недавно была предпринята попытка расширить экспериментальную реализацию до видимых частот [?]. 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 плазменная [?, ?], основанная на аннулировании рассеяния особенностей низко-проницаемых метаматериалов, которые могут быть поляризованы необычными способами, а так же аномально локализованные резонансные мезанизмы [?], 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 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 электромагнитные свойства в целом [?]. Более тонкий плащ это не

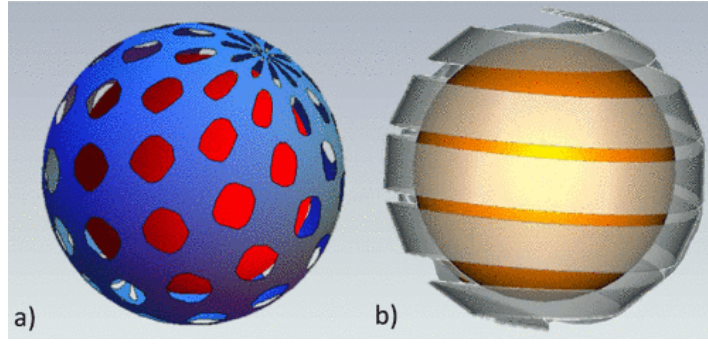


Рис. 1: Примеры узорных геометрических форм, которые могут реализовать мантевую маскировку.

только непрактично и нежелательно, но также означает уменьшение пропускной способности и увеличение чувствительности [?]. 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 [?, ?].

В другой области, понятие узорной тонкой металлической поверхности хорошо известно в различных инженерных приложениях, с соответствующими книгами и обзорами по этой теме (смотри [?]). 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 [?], 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.

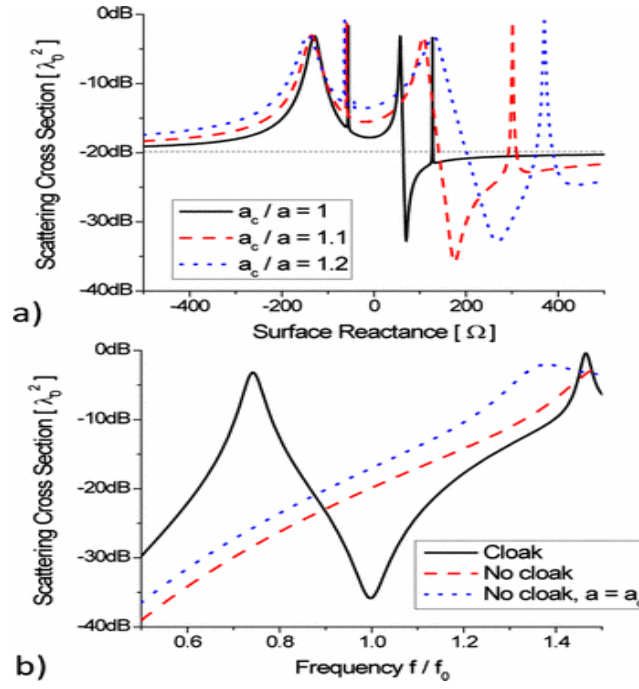


Рис. 2: Изменение в общем рассеянии поперечного сечения непроводящей сферы с  $\varepsilon = 10$  и  $2a = \lambda_0/5$  с: (а) реактивным сопротивлением поверхности mantle cloak; (б) нормализованной частотой для операций на плаще с  $a_c = 1.1a$  и  $X_s = 175\Omega$

## 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 квазиоднородной поверхности с реактивным сопротивлением заданного значения. Доказано, что шаблоны являются субволновыми, они могут создать квазиоднородную поверхность с реактивным сопротивлением 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, реактивное сопротивление поверхности  $X_s \rightarrow \infty$ . Как показано в [?] и находящихся в ней ссылках, надлежащий выбор шаблонов на мателлической 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 н-тая поперечно-магнитная (Transverse-Magnetic) сферическая гармоника может быть подавлена при усло-

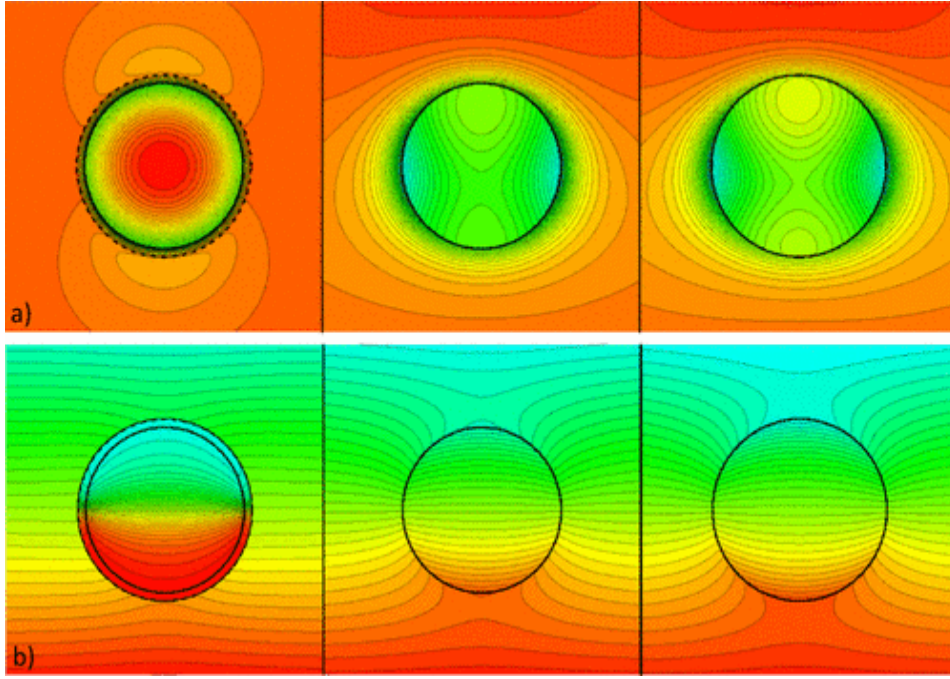


Рис. 3: Распределение: (а) амплитуды электрического поля в Н плоскости; (б) фазы магнитного поля на Е плоскости для трех случаев: замаскированной сферы (слева), той же сферы, но не замаскированной (по центру), увеличенной незамаскированной непроводящей сферы с  $a = a_c$  (справа). Более яркие цвета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

$$TM : X_s = \frac{2[2 + \varepsilon - \gamma^3(\varepsilon - 1)]}{3\gamma^3\omega a \varepsilon_0(\varepsilon - 1)}$$

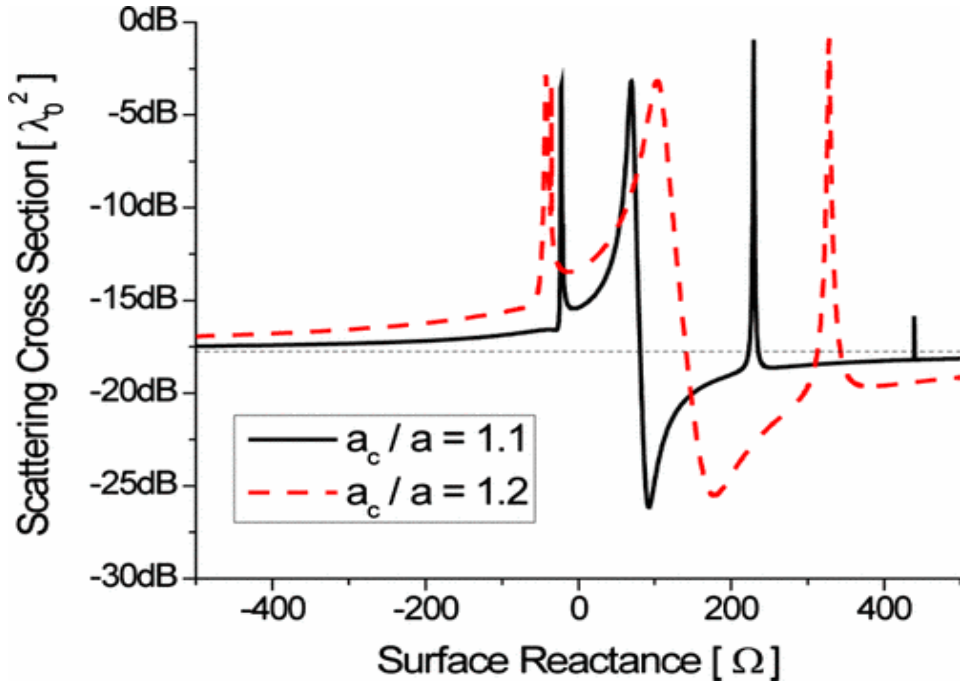


Рис. 4: Аналогично рисунку 2, но для проводящей сферы того же размера

$$TE : X_s = \frac{\omega a \mu_0 [2 + \mu + 2\gamma^3(\mu - 1)]}{6\gamma^3(\mu - 1)} \quad (3)$$

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 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 реактивной поверхности, 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  $\epsilon = 10$  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 [?], хотя основана не на отрицательной поляризации покрытия метаматериалом, а на конкретных шаблонах тока, индицированного на FSS, и полей, возникающих между поверхностью и объектом.