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 применины 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 искуственных материалов и метаматериалов (смотори [?, ?]). Основанная на преобразованиях маскировка [?]-[?] является самой популярной техникой, недавно была предпринята попытка расширить эксперементальную реализацию до видимых частот [?]. Принцины работы такой маскировки заключен в электромагнитных свойствах объемных метаматериалов с заданным спецефичным 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 [?, ?], 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 метаметериалов, основаны на специфичных объемных свойствах слоев метаматериалов. В общем, эти искуственные метаматриалы 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 анольмальных 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 преобразованииплащами плащами, в частности, вовлеченный неоднородный профиль требует плащ, который имеет толщину, сравнимую по размеру с маскируемой областью. Более того, обычно требуется некоторое пространтсво между плащом из метаматериалов и маскируемым объектом, чтобы гарантировать, что зернистость материала не порождает нежелаемых сцепок с объектом, которые могут повлиять на его электромагннитный свойства в целом [?]. Более тонкий плащ это не

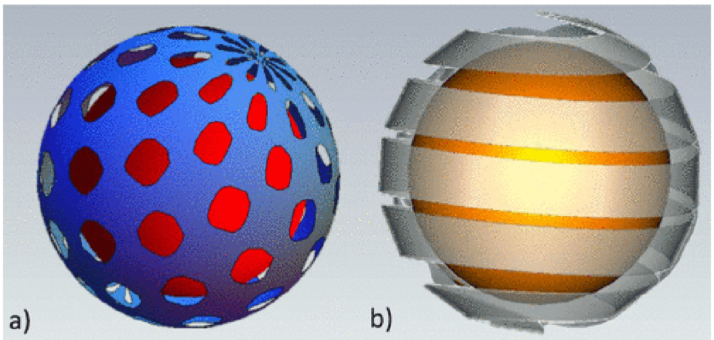

Рис. 1: Примеры узорных геометрических форм, которые могут реализовать мантевую маскировку.

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 инжинерных приложениях, с соответствующими книгами и обзорами по этой теме (смотри [**?**]). При условии, что периодичесеский рисунок на металлической поверхности намного меньше, чем длина волны, ее электромагнтиное 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- изберательная поверхность»(frequency selective surface (FSS)). В лучшем случае, легко показать, что Z_s чисто мнимое, R_s относится только к поглащению. В более общем случае, однако, значение Z_s может зависеть от ориентации тангенциального электрического поля, предполагающую анизотропную и тензорную структуру $\underline{\mathbf{Z}}_s$. 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 технологих 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 поверхнгости 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 применялисть 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.

2 Теоретические формулировки

Рассмаотрим 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 поверхнгость с реактивным сопротивлением заданного значения.

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

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

выполняется в изотропном случае. Решение Ми этой задачи означает, что н-тая поперечно-магнитная(Transverse-Magnetic) сферическая гармоника может быть подавлена при условии, что следущий определитель аннулируется(?):

$$\begin{vmatrix} j_n(ka) & j_n(k_0a) & y_n(k_0a) & 0 \\ [kaj_n(ka)]'/\varepsilon & [k_0aj_n(k_0a)]' & [k_0ay_n(k_0a)]' & 0 \\ 0 & j_n(k_0a_c) + \frac{[k_0a_cj_n(k_0a_c)]'}{iw\varepsilon_0a_cZ_s} & y_n(k_0a_c) + \frac{[k_0a_cy_n(k_0a_c)]'}{iw\varepsilon_0a_cZ_s} & j_n(k_0a_c) \\ 0 & [k_0a_cj_n(k_0a_c)]' & [k_0a_cy_n(k_0a_c)]' & [k_0a_cj_n(k_0a_c)]' \end{vmatrix}, \tag{2}$$

где $j_n(\cdot)$ и $y_n(\cdot)$ сферические функции Бесселя, k и k_0 волновые числа в объекте и своободном пространтсве соотвественно, ε — диалектрическая проницаемость объекта, ε_0 — диалектрическая 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 $\underline{\mathbf{Z}}_s$, производящее в целом поперечное соединение двух поляризаций. Следует заметить, однако, что изотропная формулировка в 2 применима даже для анизотропных поверхностей с спецефическими поляризациями входящей волны.

Полезно проанализировать формулу 2 в квазистатическом пределе(электрически маленькие объекты), для которых $(k_0a_c) \ll 1$. В этом случай 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

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

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

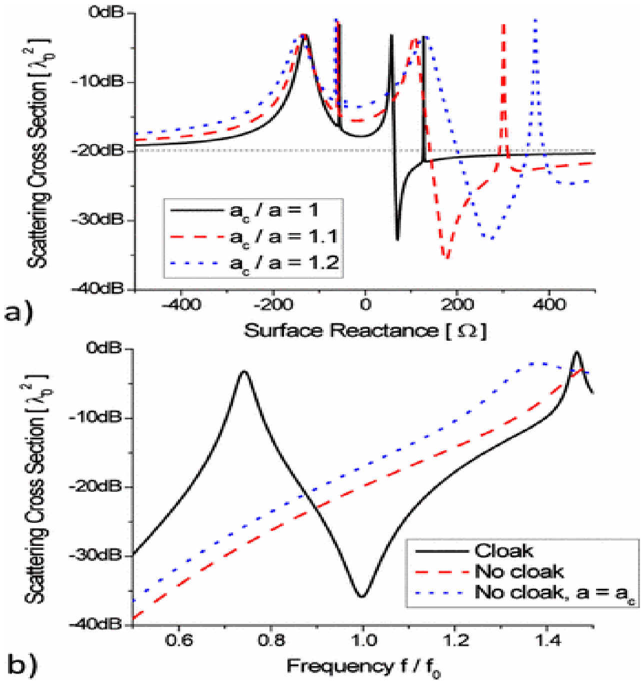

Рис. 2: Изменение в общем рассеяния поперечного сечения непроводящей сферы с $\varepsilon = 10$ и $2a = \lambda_0/5$ с: (a) реактивным сопротивлением поверхности mantle cloak; (b) нормализованной частотой для операций на плаще с $a_c = 1.1a$ и $X_s = 175\Omega$

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

Уравнение 3 показывает, что в квазистатическом пределе вклад TE и TM гармоник в рассеяние разделяется, как и ожидалось, и это гарантирует, что доминирующие мультиполярные члены, как эдектрические 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 диалектрической проницаемостью $\varepsilon = 10$ и диаметром $2a = \lambda_0/5$, где λ_0 — длина волны в свободном пространстве. Рисунок 2a 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 $X_s \to \infty$), но для конкретных индуктивных значений, качетсвенно 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 175Ω.