

УДК 621.396.67

«ЛОВУШЕЧНЫЙ» ЭФФЕКТ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ НЕЗАМКНУТОГО ЭКРАНА ЗАДАННЫМ ИСТОЧНИКОМ

Э. И. Велиев, В. В. Веремей, А. И. Носич, В. П. Шестопалов

Рассмотрен «ловушечный» эффект, возникающий при возбуждении незамкнутого кругового цилиндрического экрана нитью магнитного тока. Показано, что при определенных условиях практически вся энергия источника захватывается открытой структурой, а излучательная способность антенны резко падает. Отмечается, что это явление свойственно паре: источник + резонатор, но не резонатору самому по себе.

В настоящее время в теории антенн большой интерес вызывают задачи исследования излучения заданного источника, расположенного вблизи тонких металлических незамкнутых поверхностей. Появился ряд работ, посвященных разработке достаточно общих численных методов [1–3], основанных на решении интегрального уравнения 1-го рода, и их реализации на примере угловых, параболических и круговых цилиндрических отражателей [2, 4, 5].

К сожалению, в указанных работах слабо изучены физические особенности волновых полей, возникающих в результате рассеяния поля источника на незамкнутом экране. Это связано с тем, что основное внимание уделялось расчету диаграмм излучения (ДИ) на некоторых фиксированных частотах. Значения последних обычно выбирались так, чтобы волновые размеры экрана составляли некоторое целое число.

Между тем, излучение сосредоточенного источника в присутствии незамкнутого экрана может носить настолько сложный характер, что ДИ, рассчитанные на близких частотах, могут быть совершенно не похожи друг на друга. При этом мощности излучения могут отличаться на несколько порядков. Объясняются подобные явления резонансными свойствами незамкнутого криволинейного экрана, а также интерференцией первичного и рассеянного поля.

В настоящей работе проведено подробное исследование электродинамической структуры, состоящей из источника и резонансного экрана, на примере излучения нити с током, расположенной вблизи незамкнутого металлического кругового цилиндра.

1. Постановка задачи и построение ее формального решения. Пусть синфазная нить магнитного тока находится на расстоянии l от оси параллельного ей незамкнутого кругового цилиндра радиуса a (рис. 1). Угловой размер щели в цилиндре 2θ , угол ее ориентации ϕ_0 , поверхность экрана предполагается идеально проводящей и бесконечно тонкой.

Как известно, в свободном пространстве нить тока излучает цилиндрическую волну

$$H_z^0 = A H_0^{(1)}(kr'), \quad (1)$$

где $H_0^{(1)}(x)$ — функция Ханкеля, $k = 2\pi/\lambda$, $A = I_0 k/\pi$, $r' = \sqrt{r^2 + l^2 - 2rl \cos \phi}$.

Исследование свойств антенной системы, состоящей из нити и экрана, сводится к определению электромагнитного поля H_z^s , рассеянного экраном. Функция $H_z^s(r, \phi)$ должна удовлетворять известным условиям на бесконечности, на поверхности экрана и на его острых кромках и может быть представлена в следующем виде:

$$H_z^s = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mu_n \begin{cases} J_n(kr) H_n^{(1)}(ka) \\ H_n^{(1)}(kr) J_n'(ka) \end{cases} e^{in\phi}, \quad r < a, \quad r > a, \quad (2)$$

где величины μ_n являются фурье-коэффициентами функции плотности поверхностного тока (дополненной нулем на щели), наводимого на цилиндре, и удовлетворяют системе уравнений 1-го рода в парных рядах (с тригонометрическим ядром) того же типа, что и в задаче о дифракции плоской волны [6]. Допустимые решения этих уравнений лежат в классе \tilde{L}_2 : $\sum_{n=-\infty}^{\infty} |\mu_n|^2 |n| < \infty$, что вытекает из условия ограниченности энергии в окрестности ребра экрана. Регуляризация парных уравнений достигается обращением статической части соответствующего оператора методом задачи сопряжения [7] и приводит к системе алгебраических уравнений 2-го рода:

$$\mu_n + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_{nm} \mu_m = B_n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (3)$$

где

$$A_{nm} = [|m| + i\pi(ka)^2 J'_m(ka) H_m^{(1)'}(ka)] T_{nm},$$

$$T_{nm} = (-1)^{m+n} e^{-i(n-m)\varphi_0} \begin{cases} V_{n-1}^{m-1}(-\cos \theta)/n, & n \neq 0 \\ V_{m-1}^{-1}(-\cos \theta)/m, & n = 0, m \neq 0 \\ -\ln [(1 - \cos \theta)/2], & n = 0, m = 0 \end{cases}$$

$$B_n = i\pi(ka)^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \begin{array}{l} J'_m(ka) H_m^{(1)}(kl) \\ H_m^{(1)'}(ka) J_m(kl) \end{array} \right\} T_{nm}, \quad l > a, \quad l < a,$$

а величины V_{m-1}^{n-1} определены в [7].

Заметим, что полученное решение исходной краевой задачи является строгим, в том смысле, что уравнение (3) можно разрешить с любой наперед заданной точностью. Последнее вытекает из фредгольмовости системы (3). Единственным исключением является случай $l = a$,

при котором ряд $\sum_{n=-\infty}^{\infty} |B_n|^2$ логарифмически расходится, что не дает

возможности применить метод редукции. В длинноволновой области оценка нормы матричного оператора приводит к неравенству

$$q = \max_{m \neq 0} \{|1 - A_{mm}|^{-1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} |A_{mn}|\} < (ka)^2 f(\theta), \quad (4)$$

поэтому при достаточно малых ka уравнение (3) разрешимо методом итераций ($q < 1$). Численное суммирование позволяет уточнить оценку (4). Оказывается, что процесс итераций сходится вплоть до $ka = 1,7$ при любых θ и φ_0 . Это позволяет при малых волновых размерах цилиндра определить характеристики излучения в аналитическом виде с оценкой погрешности.

Что касается численной реализации, то гораздо более быстрая, по сравнению с прямыми методами [2, 3], сходимость метода редукции и применении к решению (3) позволяет эффективно исследовать характеристики антенны в широком диапазоне ее параметров. Например, вычисление девианта значений излучаемой мощности в интервале $ka = 0,2 \div 2$ с равномерным шагом занимает всего 20 мин на ЭВМ М-222.

2. Особенности излучения при возбуждении собственных режимов антенны. Расчет частотных зависимостей интегральных характеристик антенны позволяет выявить резонансные частоты экрана и области экстремального излучения. В качестве такой характеристики может выступать, например, полная мощность излучения P , нормированная на мощность излучения нити в свободном пространстве P_0 (P/P_0 совпадает также с нормированным значением сопротивления излучения антенны). Конечно, вычисление ДИ требует гораздо меньше машинного времени, чем расчет частотных зависимостей, но зато последние дают возможность обоснованно выбирать частоты для вычисления ДИ. Результаты расчета частотных зависимостей P/P_0 на ЭВМ при различных значениях θ и $s = a/l$ представлены на рис. 1—3.

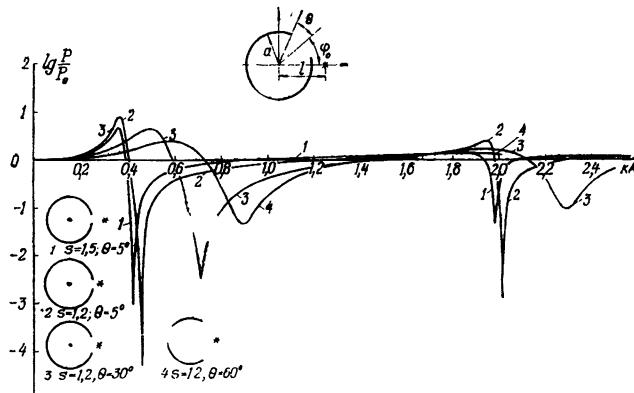


Рис. 1.

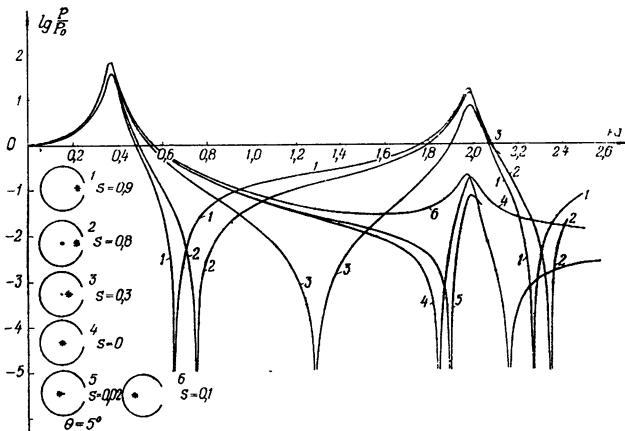


Рис. 2.

Как и при рассеянии на незамкнутом экране плоской волны [6], возбуждение добротных квазисобственных режимов экрана сопровождается скачкообразным изменением ДИ и ростом полной мощности излучения. В этом случае на поверхности цилиндра на месте щели как бы

появляется мощный линейный источник вторичного излучения, поскольку щель эквивалентна нити магнитного тока. Если добротность велика, то внутри экрана (открытого резонатора) формируется поле большой амплитуды, близкое по структуре к собственному колебанию замкнутого кругового цилиндра. Поэтому на резонансной частоте амплитуда вторичного излучения определяется полем на щели и превышает амплитуду излучения нити в свободном пространстве, в виду того, что происходит усиление излучения сосредоточенного источника.

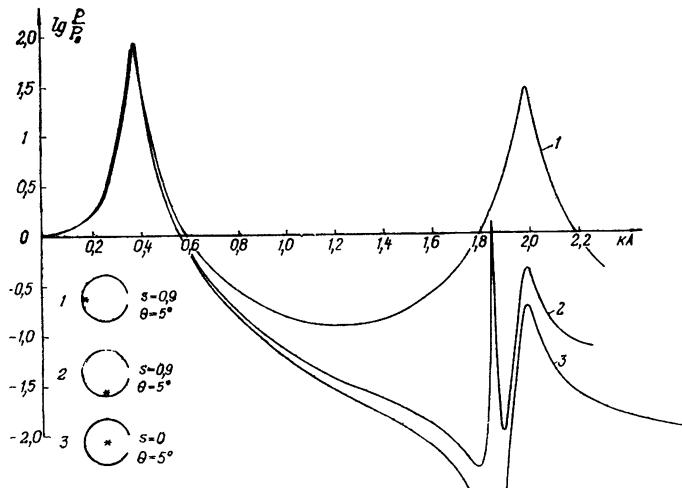


Рис. 3.

Резонансные частоты близки к нулям функций $J'_{mn}(x)$ и превышают их на некоторую добавку, обязанную щели. Добавка оказывается различной для симметричных (H_{mn}^+) и антисимметричных (H_{mn}^-) колебаний, что снимает поляризационное вырождение при $m > 0$:

$$k_{mn}^+ a = v_{mn} + v_{mn} [\varepsilon_m (\nu_{mn}^2 - m^2) \ln \sin(\theta/2)]^{-1} \times \\ \times (1 - i\xi_m \ln^{-1} \sin(\theta/2)); \quad (5)$$

$$k_{mn}^- a = v_{mn} + v_{mn} m^2 (\nu_{mn}^2 - m^2)^{-1} \sin^2(\theta/2) (1 - 2i\kappa_m \sin^2(\theta/2)),$$

$$\varepsilon_m = \begin{cases} 1, & m = 0 \\ 2, & m \neq 0 \end{cases}$$

$$J'_m(v_{mn}) = 0, \quad \xi_m = \frac{1}{\pi \nu_{mn}^2} \sum_{k \neq 0, m} \frac{1}{|H_k^{(1)\prime}(v_{mn})|^2}, \quad (6)$$

$$\kappa_m = \frac{1}{\pi \nu_{mn}^2} \sum_{k \neq m} \frac{k^2}{|H_k^{(1)\prime}(v_{mn})|^2}.$$

Особое положение занимает квазистатический резонансный режим щелевого типа, который обычно обозначается $H_{00}^{[8]}$:

$$k_0 a = (-2 \ln \sin(\theta/2))^{-1/2} (1 + (i\pi/16) \ln^{-1} \sin(\theta/2)). \quad (7)$$

Когда нить тока лежит в плоскости симметрии экрана, $\Phi_0 = 0,180^\circ$ (рис. 1, 2), то максимумы на частотной зависимости P/P_0 отвечают воз-

буждению собственных режимов четного типа: H_{00} , H_{11}^+ , H_{21}^+ и т. д. Если же экран облучается несимметричным образом (рис. 3), то резонансы отвечают режимам H_{00} , H_{11}^- , H_{21}^- и т. д.

В длинноволновой области метод итераций приводит к следующим формулам для мощности и диаграммы излучения:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{1}{|D_0|^2} \begin{cases} \left[1 - \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 \left(1 + \frac{x^2}{2} \ln \frac{x}{2s} \right) - x^2 \ln (1-s) \right]^2, & a < l \\ \left[1 - \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 \left(\frac{x}{2s} \right)^2 + x^2 \ln \left(1 - \frac{1}{s} \right) \right]^2, & a > l \end{cases}; \quad (8)$$

$$\Phi(\varphi) = \frac{A}{D_0} \left[1 - \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 \left(1 + \frac{x^2}{2} \ln \frac{x}{2s} \right) + x^2 \ln (1-s) - \frac{\pi x^3}{2} \times \right. \\ \left. \times \left(1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{x}{2s(1-s)} \right) \cos \varphi \right], \quad a < l, \quad (9)$$

где $x = ka$, $D_0 = 1 - (x/x_0)^2 + i\pi x^4/(4x_0)^2$, $x_0 = (-2 \ln \sin(\theta/2))^{-1/2}$, $s = a/l$; эти формулы справедливы при $s \neq 1$.

Частота $k = k_0 = x_0/a$ является резонансной частотой моды Гельмгольца H_{00} . В этом режиме увеличение мощности излучения описывается выражением

$$\frac{P_{\text{рез}}}{P_0} = \frac{16}{\pi^2} \begin{cases} \ln^2 [x_0(1-s)^2/(2s)], & a < l \\ [1 - x_0^2/(4s)^2 + x_0^2 \ln(1-1/s)]/x_0^4, & a > l \end{cases}. \quad (10)$$

Как показывают кривые на рис. 1—3, в случае H_{00} -резонанса увеличение P/P_0 невелико ($1 \div 1,5$ порядка), так как этот режим имеет малую добротность $Q_{00} = -\text{Re } k_0/2 \text{Im } k_0 = (8/\pi) \ln \sin^{-1}(\theta/2)$. То же относится к колебаниям типа H_{mn}^+ . Колебания нечетного типа H_{mn}^- являются более добротными, и при их возбуждении возрастание P/P_0 может быть значительным.

Заметим, что явление увеличения мощности излучения сосредоточенного источника с помощью открытого резонатора, имеющего малую связь с внешним пространством, хорошо известно в акустике. Действительно, многие музыкальные инструменты представляют собой не что иное, как акустическую антенну, снабженнуюенным открытого резонатором, над отверстием связи которого расположен активный излучатель — колеблющаяся струна. Качество изготовления резонатора и его форма и размеры определяют спектр собственных режимов и их добротности, от которых и зависят музыкальные свойства инструмента. Теоретическое исследование вопросов взаимодействия источника звука и открытого резонатора имеется в работах Карновского [9].

3. Антирезонансные явления и гашение излучения. Кроме резонансных максимумов, на частотных зависимостях P/P_0 имеется ряд глубоких провалов (рис. 1—3). Таким образом, особенностью системы из расположенных рядом источника и незамкнутого экрана является наличие как резонансных, так и антирезонансных явлений. Если первые объясняются возбуждением собственных колебаний экрана, то последние обязаны своим происхождением совсем другому механизму. Характерное для антирезонанса резкое падение мощности излучения происходит за счет компенсации поля источника дифракционным полем.

Обратимся к формуле (8), описывающей зависимость мощности от частоты в длинноволновой области. Когда частота излучения несколько превосходит резонансную, а именно:

$$k_1 a = \begin{cases} x_0 [1 + x_0^2 \ln(1-s)]^{-1/2}, & a < l \\ [-\ln(1-1/s)]^{-1/2}, & a > l \end{cases}, \quad (11)$$

эффективность излучения падает на несколько порядков: $P_a/P_0 = O(x^6|D_0|^{-2} \ln^2(x/s))$. Соотношение (11) можно назвать условием антирезонанса. Следует различать случаи внешнего ($l > a$) и внутреннего ($l < a$) расположения источника по отношению к незамкнутому экрану.

Если $l > a$, то на частоте k_1 нить с током и открытый резонатор действуют как пара однотипных излучателей, компенсирующих друг друга в дальней зоне за счет близости амплитуд и противоположности фаз излучаемых полей. Эффект тем лучше выражен, чем ближе друг к другу расположены нить и открытый резонатор и чем уже щель в экране (рис. 1). В пределе, когда источник находится на бесконечности и облучение экрана производится плоской волной, ничего похожего на компенсацию излучения не наблюдается [6]. Таким образом, можно сделать вывод, что антирезонансные явления свойственны паре: источник + открытый резонатор, но не резонатору самому по себе. Компенсация всегда наблюдается на частотах, больших частоты соответствующего резонанса ($k_1 > k_0$). Это связано с тем, что на меньших частотах рассеянное поле находится в фазе с падающим, а в резонансной точке фаза поля меняется на противоположную.

При внутреннем возбуждении ($l < a$) подобное объяснение теряет свою наглядность, поэтому правильнее говорить об экранировке источника излучения (рис. 2, 3).

Ослабление излучения может представлять самостоятельный интерес в связи с проблемой гашения электромагнитных волн. Наиболее эффективно гашение происходит на антирезонансных частотах, но удачным подбором параметров системы можно добиться ослабления излучения на один-два порядка в диапазоне октавы и более (рис. 2).

По мере увеличения раскрыва щели незамкнутый цилиндр превращается в цилиндрическую ленту. Оказывается, что мощность излучения такой антенны осциллирует возле значения $P/P_0 = 1$ с небольшой амплитудой, и роль экрана заключается в основном в формировании ДИ (рис. 4).

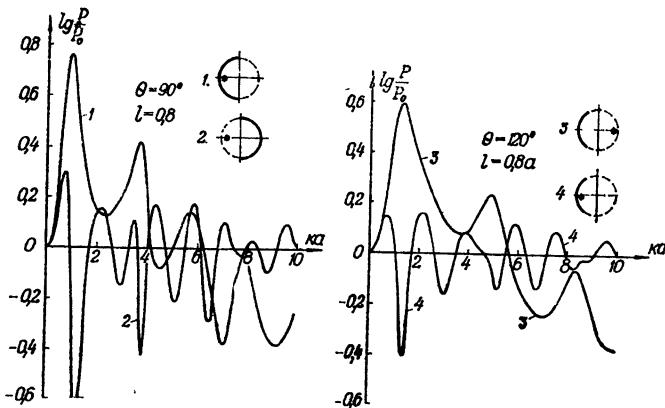


Рис. 4.

4. Диаграммы излучения и поля в ближней зоне. Диаграмма излучения рассматриваемой антенны определяется суперпозицией падающей цилиндрической волны и рассеянного поля. Особый интерес представляют резонансные и антирезонансные частоты, в окрестности которых происходит резкое, почти скачкообразное изменение ДИ.

Как отмечалось выше, при возбуждении добротных резонансных режимов амплитуда вторичного, рассеянного поля превышает амплитуду падающей волны. Естественно, при этом ДИ формируется в основном

рассеянным полем, которое близко к полю излучения нити магнитного тока (щели), лежащей на поверхности идеально проводящего кругового цилиндра.

В частности, при возбуждении квазистатического резонансного режима H_{00} , ДИ становится почти всенаправленной (рис. 5а, кривая 2)—цилиндр малых волновых размеров мало искажает круговую ДИ вторичного источника — излучающей щели. Для резонансного режима H_1^+ влияние цилиндра сказывается уже значительно сильнее — излучение

назад ($\varphi = \pi$) существенно слабее, чем вперед ($\varphi = 0$) — рис. 5б. Резонансным режимам нечетного типа свойственно отсутствие излучения в направлении ориентации щели, как это видно из рис. 5в, для режима H_{11}^- , поскольку здесь излучающая апертура (щель) возбуждена противофазно. В этом случае ДИ близка к диаграмме пары противофазных нитей тока, лежащих на поверх-

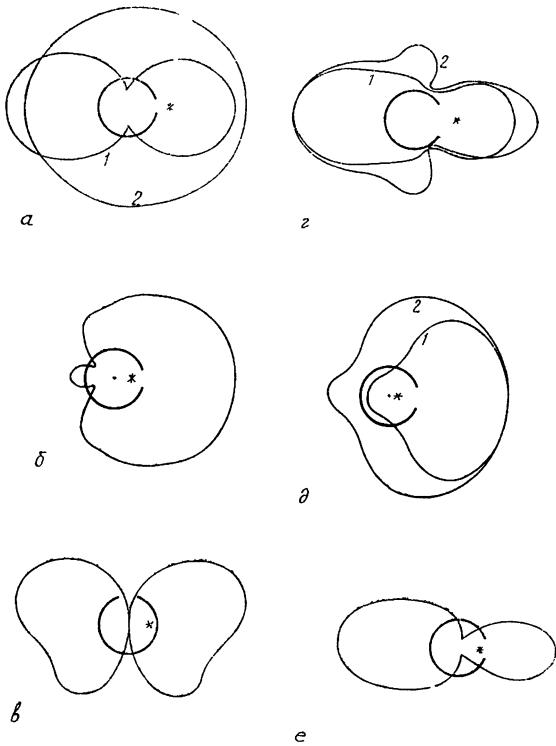


Рис. 5. Диаграммы излучения при различных θ , ka и s :
 а) $\theta = 5^\circ$, $s = 1,2$, $ka_1 = 0,454$;
 б) $\theta = 5^\circ$, $s = 0,5$, $ka = 1,985$;
 в) $\theta = 5^\circ$, $s = 0,9$, $ka = 1,84$,
 $ka_2 = 0,375$;
 г) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 60^\circ$, $s = 1,2$;
 д) $\theta = 5^\circ$, $s_1 = 0,5$, $s_2 = 0,3$;
 е) $\theta = 5^\circ$, $s = 0,8$, $ka = 0,7473$,
 $ka_1 = 0,706$, $ka_2 = 0,89$, $ka_1 = 1,04$,
 $ka_2 = 1,28$.

ности замкнутого цилиндра. Она имеет характерную двухлепестковую форму, а излучение в полупространство, противоположное щели, ослаблено.

На антирезонансных частотах при внешнем возбуждении нить с током и щель в открытом резонаторе действуют как пара линейных излучателей с близкими амплитудами и противоположными фазами, причем один из них лежит на поверхности цилиндра. Например, на низких частотах влияние цилиндра мало, и при $k = k_1$ ДИ принимает форму почти правильной «восьмерки» (рис. 5а, кривая 1). По мере увеличения ширины щели «восьмерка» искажается (рис. 5г), поскольку широкая щель уже не может полностью скомпенсировать излучение нити с током.

При внутреннем возбуждении на антирезонансной частоте ДИ уже не имеет такой простой формы и сильно зависит от положения источника (рис. 5д, е), что снова указывает на различие между внутренним и внешним возбуждением.

Что касается поля в ближней зоне и внутри цилиндрического открытого резонатора, то на резонансных частотах оно близко к полю соответствующего собственного колебания замкнутого цилиндра. Амплитуда поля в резонаторе пропорциональна его добротности. На рис. 6

показано фазовое и амплитудное распределение поля H_z вблизи экрана на антирезонансной частоте. Картина силовых линий не подчиняется четким закономерностям, но его амплитуда внутри цилиндра остается конечной, а фаза постоянна.

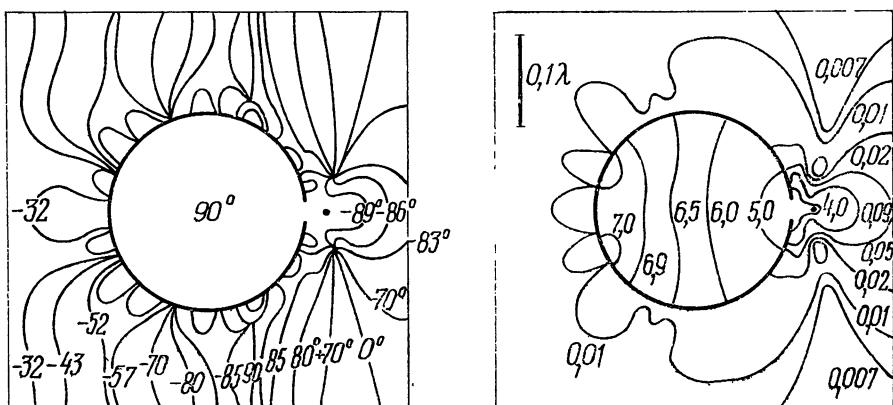


Рис. 6. Линии равных фаз и амплитуд ($H_z = \text{const}$).

5. «Ловушечный» эффект. Сохранение конечной амплитуды поля внутри резонатора, в сочетании с резким падением излучательной способности, навело авторов на мысль, что говорить о «ловушечных» свойствах полого резонатора с малым отверстием связи нужно, имея в виду именно антирезонансные явления.

Ранее этот термин употреблялся без достаточно ясного указания на его сущность. Например, в работах [10, 11] о «ловушечном» действии открытого резонатора говорилось в связи с возрастанием амплитуды поля внутри полости на резонансной частоте при облучении резонатора плоской волной. Но при этом упускалось из виду то важное обстоятельство, что одновременно возрастает и амплитуда рассеянного поля [6]. Поэтому, как нам кажется, здесь нельзя прямо говорить о «захвате» энергии падающего поля. В условиях же антирезонанса излучательная способность системы падает на несколько порядков, а амплитуда поля внутри экрана остается конечной и быстро спадает при удалении от него (рис. 6), что более соответствует термину «ловушка».

Кроме того, образно говоря, резонатор способен «поймать в ловушку» только поле источника, расположенного на конечном от него расстоянии, и чем ближе, тем успешнее. Для этого геометрия резонансного экрана должна в некотором смысле быть родственной геометрии источника. Незамкнутый цилиндр может скомпенсировать излучение нити с током благодаря тому, что продольная щель выступает в роли такой же нити, но с «зеркальными» параметрами. Чтобы скомпенсировать, например, излучение точечного источника, неоднородность в экране, очевидно, должна иметь подобный точечный характер.

В заключение подчеркнем еще раз, что, на наш взгляд, приведенные выше результаты указывают на необходимость осторожного отношения к расчету диаграмм излучения на фиксированных частотах. При исследовании антенны, состоящей из источника и незамкнутого экрана, приоритет должен иметь расчет частотных зависимостей интегральных характеристик поля излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фельд Я. Н. — Радиотехника и электроника, 1975, 20, № 1, с. 28.
2. Захаров Е. В., Пименов Ю. В. — Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 4, с. 678.

3. Захаров Е. В., Пименов Ю. В.—Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 6, с. 1011.
4. Захаров Е. В., Пименов Ю. В.—Изв. вузов—Радиофизика, 1975, 18, № 3, с. 418.
5. Захаров Ю. В., Пименов Ю. В.—Изв. вузов—Радиофизика, 1979, 22, № 5, с. 620.
6. Носич А. И.—Радиотехника и электроника, 1978, 22, № 8, с. 1733.
7. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн.—Харьков: Гос. ун-т, 1971.
8. Носич А. И., Шестопалов В. П.—ДАН СССР, 1977, 234, № 1, с. 53.
9. Карновский М. И.—ЖТФ, 1943, 13, № 11—12, с. 667.
10. Каценеленбаум Б. З., Сивов А. Н.—Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 12, с. 2449.
11. Войтович Н. Н., Каценеленбаум Б. З., Сивов А. Н. Обобщенный метод собственных колебаний в теории дифракции.—М.: Наука, 1977.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
3 марта 1981 г.

THE TRAP EFFECT FOR AN UNCLOSED SCREEN ILLUMINATED BY A FIXED SOURCE

Eh. I. Veliev, V. V. Veremej, A. I. Nosich, V. P. Shestopalov

The trap effect is considered which occurs in excitation of an unclosed circular cylindrical screen by a filament of the magnetic current. It is shown that under the definite conditions practically all the source energy is trapped by the open structure and the radiating capability of the antenna markedly drops. This phenomenon is noted to be inherent in a pair: the source + resonator, but not in the resonator by itself.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Паркер Е. Космические магнитные поля: В 2-х частях: Пер. с англ.—М.: Мир, 1982.—55 л., ил.

Фундаментальная монография крупного американского астрофизика, посвященная космическим магнитным полям и их влиянию на небесные тела. Рассмотрены генерация и динамика магнитных полей во Вселенной, поведение этих полей в средах с высокой проводимостью, развитие космических магнитных полей во времени и пространстве. Изложение основано на строгих математических методах и решениях основных уравнений электромагнетизма.

Монография предназначена для специалистов—физиков-теоретиков, астрофизиков, геофизиков, для студентов старших курсов соответствующих специальностей.

Построение изображений в астрономии по функциям когерентности: Пер. с англ./Под ред. К. ван Схонвельда.—М.: Мир, 1982.—19 л., ил.

Книга, в написании которой приняли участие И. Фомалон, Дж. Болдуин, П. Уилкинсон и др., посвящена теоретической разработке и практической реализации построения изображений посредством апертурного синтеза на основе обратного анализа Фурье.

Апертурный синтез сейчас широко используется при измерениях на больших радиотелескопах, оптических телескопах, томографах и т. п., когда цельное изображение строится из отдельных элементов при наличии шумов и различных искажений.

Книга предназначена для радиоастрономов, астрономов, физиков, математиков-прикладников, разработчиков приемной оптической и радиоаппаратуры.